

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

DOTTORATO DI RICERCA

XX Ciclo

**Settore/i scientifico disciplinari di afferenza: ING-IND/18 FISICA DEI REATTORI
NUCLEARE**

TITOLO TESI

Metodologie di progetto di sistemi di diagnostica per
macchine per la produzione di plasmi ad alte energie

Presentata da: Simone Mannucci

Coordinatore Dottorato

Relatore

Prof. Alessandro Cocchi

Prof. Marco Sumini

Esame finale anno 2008

INDICE

CAP 1 Introduzione al progetto Plasma Focus PFMA1

<i>1.0 Una breve introduzione dell'autore</i>	<i>1</i>
<i>1.1 L'impianto PFMA1: il core e l'impianto da vuoto</i>	<i>4</i>
<i>1.2 Il banco dei condensatori</i>	<i>9</i>
<i>1.3 L'alimentatore</i>	<i>12</i>
<i>1.4 Distribution box</i>	<i>17</i>
<i>1.5 Interruttori Spark Gap</i>	<i>21</i>
<i>Riferimenti bibliografici capitolo 1</i>	<i>27</i>

CAP 2 Panoramica sulla fisica ed i modelli del Plasma Focus

<i>2.1 La dinamica della scarica PF ed i modelli circuitali</i>	<i>29</i>
<i>2.2 La scarica RLC</i>	<i>30</i>
<i>2.3 Il modello a 2 maglie LC e le prove di corto circuito</i>	<i>34</i>
<i>2.4 Modello scarica modulare a N rami su carico resistivo-capacitivo</i>	<i>37</i>
<i>2.5 Alcuni modelli per le resistenze variabili</i>	<i>42</i>
<i>2.6 Applicazioni numeriche a modelli parametrici circuitali</i>	<i>46</i>
<i>2.7 Il modello snowplow 1D</i>	<i>49</i>
<i>2.8 Modello snowplow 2D</i>	<i>53</i>
<i>Riferimenti bibliografici capitolo 2</i>	<i>56</i>

CAP 3 Analisi termiche sul PFMA1

<i>3.1 Stime del flusso termico sull'elettrodo centrale</i>	<i>57</i>
<i>3.2 Flusso di calore sulla flangia superiore della camera da vuoto</i>	<i>68</i>
<i>Riferimenti bibliografici capitolo 3</i>	<i>73</i>

CAP 4 Prove sperimentali e confronto con i modelli

<i>4.1 I-V-waveform, la firma del PF: le sonde V, I e dettagli sull'acquisizione</i>	<i>75</i>
--	-----------

<i>4.2 Collaudo dei condensatori</i>	<i>78</i>
<i>4.3 Prove di Corto Circuito</i>	<i>82</i>
<i>4.4 Test Bdot</i>	<i>91</i>
<i>4.5 Altre considerazioni sui disturbi</i>	<i>93</i>
<i>4.6 Le scariche al plasma</i>	<i>97</i>
<i>4.7 L'analisi delle scariche: algoritmi di estrazione delle features</i>	<i>111</i>
<i>4.8 Analisi dei dati</i>	<i>126</i>
<i>Riferimenti bibliografici capitolo 4</i>	<i>152</i>
 <i>Appendice 1: Cenni alla teoria della trasmissione RF e delle pulse forming lines</i>	 <i>154</i>
<i>Appendice 2: Cenni alla fisica del breakdown elettrico dei gas</i>	<i>162</i>
 <i>Conclusioni</i>	 <i>168</i>

“Se non sono per me stesso, chi sarà per me?

E se sono solo per me stesso, che cosa sono?

E se non ora, quando?”

Grazie.

A mia madre e mio padre per tutto incondizionatamente.

A Silvia. L’elenco sarebbe troppo lungo, cuore.

A Fabio, Cri, la Tata, Tonina ed i lupi.

A tutti gli altri matti della famiglia ed al circo che ci ruota intorno.

Ai cuccolini colleghi di monteQ, Mike, Viviana e Claudia, Federico e Teo, Salvo e Amadesi, Scardovelli e Sandro. Ad Ergisto e Tartari.

Al Pianoro Vecchio.

Alla Twingo e la Gibson.

Alla Dottoressa ed al Sig. Giudice

CAP 1 Introduzione al progetto Plasma Focus PFMA1

1.0 Una breve introduzione dell'autore

Nel 2004 presso il laboratorio di Ingegneria Nucleare dell' università di Bologna ed il dipartimento di Fisica dell'università di Ferrara prende vita l'ambizioso progetto PFMA1, prototipo innovativo, unico nel suo genere, di macchina generatrice di radioisotopi a scopi medici [1]. Sebbene i due gruppi di ricerca afferenti alle due università potevano vantare un'esperienza pregressa su macchine analoghe di taglia energetica comunque inferiori, diverse caratteristiche differenziano questo prototipo dalle macchine PF 'classiche' [2,3,4], dispositivi con già una cinquantina di anni di attività alle spalle ma quasi sempre finalizzate alla produzione di reazioni di fusione nucleare DD, D-T o altre miscele di gas leggeri le cui reazioni portano sempre alla produzione di neutroni energetici da fusione. Lo scopo dichiarato del PFMA1 vuole invece essere la dimostrazione della fattibilità scientifica ed industriale di poter produrre l'isotopo F^{18} a partire dalla reazione $He^3 + O^{16} \rightarrow F^{18} + p$. L'interesse in questo prodotto nasce dal consueto utilizzo nella diagnostica radiologica per la rilevazione tumorale con macchine TAC e PET, in cui si rilevano le emissioni γ prodotte dal decadimento β^+ dell'isotopo menzionato con cui si produce un particolare zucchero di cui le cellule tumorali risultano ghiotte. Una volta somministrato al paziente tale composto, rivelandone gli accumuli di densità individuando le sorgenti di radiazione, si possono ipotizzare le localizzazioni di possibili agglomerati tumorali.

Un altro ramo della reazione è $O^{16} + He^3 \rightarrow O^{15} + He^4$ grossomodo equiprobabile al primo. Anche l'isotopo O^{15} è un emettitore β^+ ma il tempo di dimezzamento è circa 2 minuti contro i circa 120 minuti del fluoro che permette quindi maggiori tempi di utilizzo.

La traduzione in tecnica di questi concetti comporta il superamento di grosse difficoltà. L'isotopo F^{18} è oggi prodotto grazie agli impianti ciclotrone le cui funzionalità sono da tempo comprovate e la distribuzione di queste macchine è abbastanza diffusa nei maggiori ospedali. Questo tipo di impianto ha un costo non trascurabile e comporta delle misure radioprotezionistiche stringenti per l'elevata produzione neutronica che fuoriesce durante i processi di bombardamento dei target, spesso H_2O liquido o altri composti a base di ossigeno. Un punto di forza che ha spinto a ricercare la possibilità di generare il prodotto mediante PF consiste nel fatto che la reazione anelata non prevede emissione di neutroni, mentre i protoni prodotti rimarrebbero comunque intrappolati nella regione di produzione, per la natura del funzionamento a confinamento magnetico del plasma che non lascia fuggire le particelle cariche [5].

Una seconda spinta è poi arrivata dalla pubblicazione dei risultati da parte del gruppo di ricerca americano capeggiato da Jan S. Brzosko del U.S. Department of Homeland Security [6,7]. In tale lavoro si presentavano i dati di una campagna sperimentale in cui per la prima volta si dimostrava la possibilità di produrre reazioni di fusione fra gas leggeri e mediamente pesanti (Low Z, Medium Z) all'interno del pinch di un plasma focus. Nasceva così il concetto di produzione endogena. La quantità e qualità dei risultati prodotti era sorprendente ed il gruppo menzionato dimostrava di poter produrre differenti radioisotopi con un PF di potenza non eccessiva, spingendosi poi a teorizzare le caratteristiche necessarie per macchine simili per poter soddisfare le esigenze di consumo di un ospedale di dimensioni standard.

Così, mentre si studiava l'idea di produrre radioisotopi mediante il bombardamento di target affacciati ai fasci prodotti dal pinch di un PF caricato in deuterio, si è voluto tentare di replicare l'esperimento di Brzosko sulla

macchina PF del dipartimento di Fisica di Ferrara. I risultati prodotti hanno annientato ogni scetticismo rivelando chiaramente l'esistenza di una emissione γ dai prodotti di reazione, i cui tempi di decadimento erano coerenti con i tempi di dimezzamento dell'isotopo creato. Sull'onda dell'entusiasmo si è deciso che la produzione endogena sarebbe stata la strada da percorrere per la dimostrazione di fattibilità del progetto.

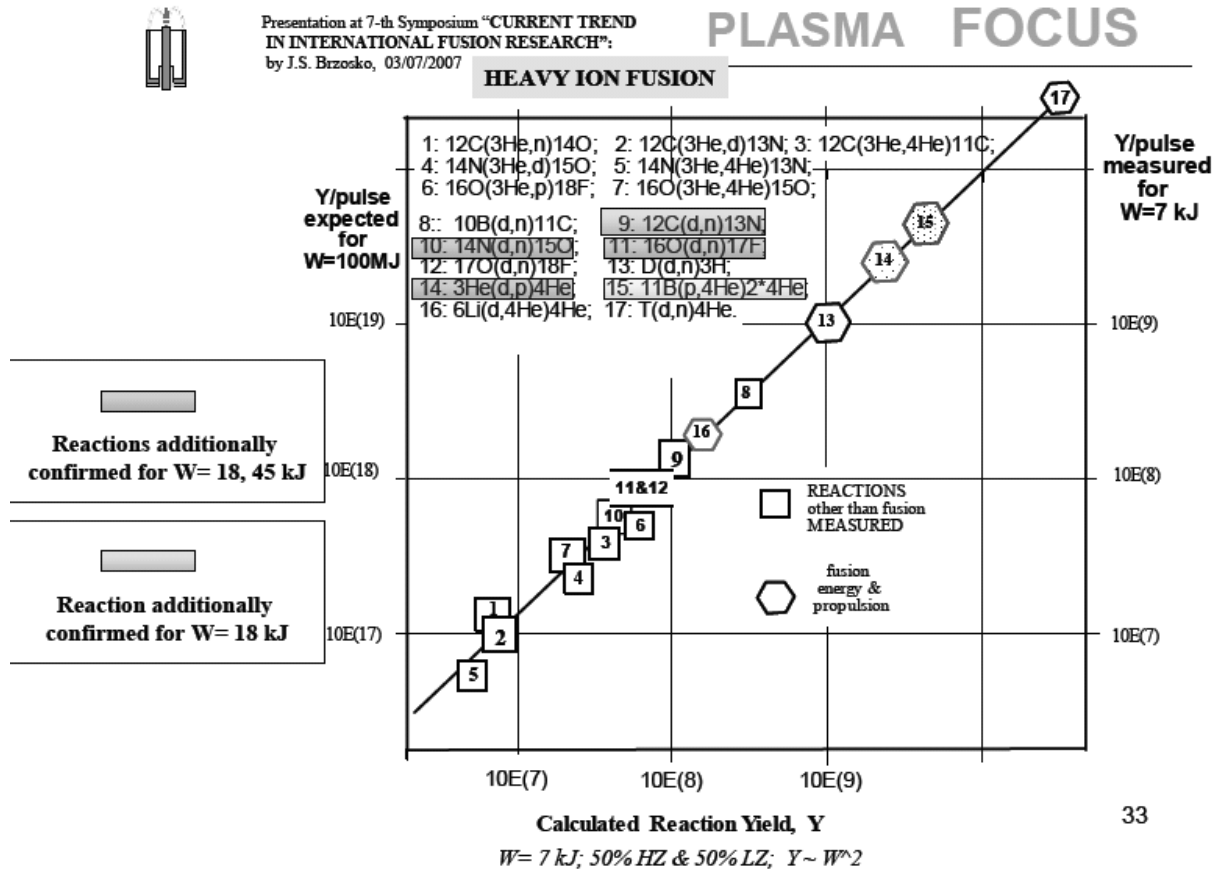


Fig.1.1) Estratto da una presentazione di J.Brzozko. I dati confrontano i prodotti di reazione misurati con quelli predetti da modelli teorici per diverse reazioni fra nuclei leggeri e mediamente pesanti all'interno di un pinch PF.

Tuttavia si è parlato di progetto ambizioso proprio a causa delle difficoltà tecniche di realizzazione di una macchina simile. La stima della produzione ottenibile prevedeva infatti che una macchina ottimizzata con una buona efficienza di produzione avrebbe dovuto operare una scarica da 150 kJ ogni secondo per un funzionamento continuo di due ore in modo da raggiungere il target di produzione di F^{18} corrispondente all'emissione di 1Cu al giorno. Le tensioni tipiche della scarica PF variano fra i 10 ed i 50 kV e le correnti pulsate associate raggiungono ordini del MA in tempi dell'ordine dei 10 μs . E' intuitivo immaginare che i carichi termici imposti sulle strutture siano rilevanti. La necessità di dover raggiungere frequenze di ripetizione degli spari fino ad 1Hz richiedevano quindi una rivisitazione sostanziale dei componenti classicamente a supporto di una tale applicazione. Bisognava prevedere quindi diversi accorgimenti, per primi il raffreddamento delle parti più sollecitate compatibili con le alte tensioni di lavoro, poi disponibilità energetica importante per poter caricare il banco di condensatori da 150kJ ogni secondo, poi la reperibilità di dispositivi non standard che potessero garantire le specifiche operative richieste dall'applicazione, ancora progettare il core della macchina in modo da reggere gli elevati carichi elettrici, termici, dinamici e l'esposizione al plasma.

Tutti questi fattori non hanno comunque scoraggiato i fautori del progetto che hanno intrapreso la tortuosa strada della realizzazione e sperimentazione del prototipo.

Così dopo una fase di progettazione e costruzione del core della macchina agli inizi del 2005 si cominciava ad assemblare l'impianto oggetto di questo lavoro.

Nei paragrafi a seguire si fornirà una panoramica dei particolari tecnici della macchina PFMA1.

Nel Capitolo 2 si introdurranno i modelli elettrici e circuitali utili per la comprensione e la descrizione della dinamica della scarica.

Nel Capitolo 3 si presenteranno i dati ed i modelli di due campagne sperimentali finalizzate alla stima dei flussi termici che investono i componenti ritenuti maggiormente stressati.

Il capitolo 4 infine presenterà lo stato degli esperimenti ed i risultati ottenuti fino alla fine del 2007.

Seguiranno due appendici sulla teoria del breakdown elettrico nei gas e sulla teoria della trasmissione.

Prima di procedere col prosieguo di questo lavoro, poche righe per descrivere lo scopo di questo scritto e la mia personale storia relativamente al PFMA1.

A settembre 2004, a pochi mesi dal conseguimento della laurea in Ingegneria Nucleare all'università di Bologna dove per tesi avevo prodotto un software di controllo in Labview© per la macchina PF di piccola taglia già presente presso il laboratorio, circola la voce della nascita del progetto PFMA1.

Nonostante la mia inclusione attiva nel progetto non era stata ritenuta necessaria dai responsabili, il caso ha voluto che riuscissi con pochi sforzi a superare il concorso per l'ammissione ai tre anni di dottorato con borsa di studio ministeriale. Così nonostante mi sfuggisse l'eguaglianza che sta alla base della ricerca universitaria nel nostro paese: dottorando con borsa = manodopera gratis, ho abbracciato con fiducia ed ottimismo il progetto PFMA1 ed il tema di ricerca propostomi: "Metodologie di progetto dei sistemi di diagnostica di macchine per la produzione di plasmi ad alte energie". La mia opinione personale è che questo titolo vada letto una seconda volta per intendere quale sia il fine ed in ogni caso, dopo tre anni di esperienza sul campo, credo che progettare i sistemi di diagnostica di un impianto come quello che è stato realizzato probabilmente supera di parecchio le capacità di un ingegnere nucleare neolaureato. Ho comunque cercato di rispettare il tema propostomi, partendo dal presupposto che capire a fondo quali siano i modelli fisici teorici che determinano il funzionamento di tale dispositivo fosse la base di partenza per pensare ai sistemi di diagnostica. In questo lavoro quindi si desidera delineare quali sono i comportamenti attesi da una macchina per la produzione di plasmi il cui funzionamento sia basato su scarica rapida di condensatori, investigandone i modelli matematici che ne descrivono le dinamiche. In particolare si è cercato di fondare le ricerche sulle diagnostiche a disposizione nel laboratorio, in gran parte l'analisi dei segnali elettrici provenienti dalle sonde di tensione e corrente. Il lettore già avvezzo al tema plasma focus potrebbe quindi rimanere spiazzato dai contenuti di questo lavoro aspettandosi che tratti di rilevatori di neutroni, di raggi X e γ , di correnti da fasci elettronici e ionici, o di camere fotografiche ultra rapide per la diagnostica ottica del plasma; dispositivi comunemente usati in laboratori del pulsed power.

Tuttavia si vuole sperare che tale lavoro possa essere utile almeno per la comprensione del comportamento elettrico della macchina che sta alla base del suo funzionamento, magari per nuove generazioni di studenti e giovani ricercatori che, come me, si avvicineranno a questo genere di dispositivi non provenendo da una preparazione universitaria specifica del settore.

1.1 L'impianto PFMA1: il core e l'impianto da vuoto

La macchina prototipo PFMA1 vuole essere la prima macchina PF al mondo a lavorare ad un tasso di ripetizione di 1Hz scaricando i 150 kJ [1] immagazzinati in un banco modulare di condensatori, sul carico offerto dal gas in bassa pressione presente fra i due elettrodi principali del core della macchina. La soluzione costruttiva adottata per la configurazione elettrodica pone questo dispositivo nel filone Mather-type [8] dal nome dell'ideatore del primo modello. Si differenziano dai Filippov [9] per la direzione principale dell'accelerazione del plasma, assiale nel primo caso, radiale nel secondo. In entrambi i modelli si punta comunque alla rapida compressione radiale della colonna di plasma, generata come guaina alla base dei due elettrodi separati da un isolante ceramico o vetroso a geometria planare o cilindrica, poi accelerata dalla forza magnetica autoindotta dalla corrente verso la regione del pinch per collassare in una colonna cilindrica in cui, per effetto del consistente incremento energetico imposto dalla compressione magnetica, si creano le condizioni per ottenere delle fusioni termonucleari. Da qui in avanti ci si riferirà al tipo Mather.

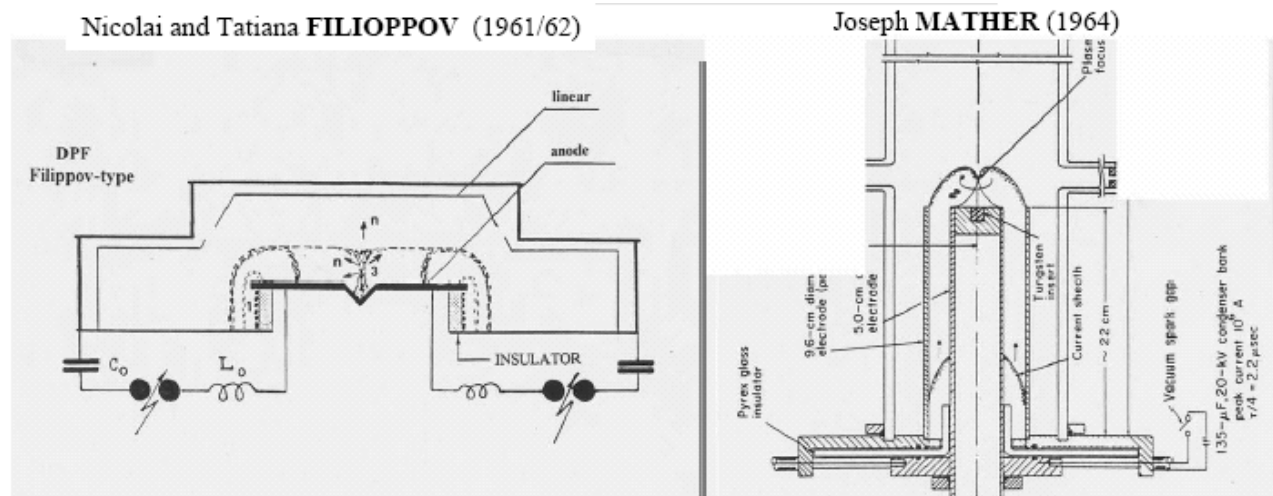


Fig1.2) Configurazioni storiche dei primi prototipi di PF di cui sono riportati i nomi degli ideatori.

Il gas presente in camera, per rispondere alle esigenze di ionizzazione ed accelerazione ambite, deve avere pressioni comprese fra pochi decimi e poche decine di mbar in base alla potenza ed al tipo di gas su cui si scarica.

I due elettrodi coassiali cilindrici possono avere diverse morfologie, in particolare per quel che riguarda la punta dell'elettrodo centrale, quasi sempre realizzato in rame OFHC per le ottime proprietà conduttive sia elettriche che termiche. Ne esistono a cilindro cavo, tappato con superficie piana, con punta emisferica o arrotondata, con rientranze di varie forme. L'elettrodo esterno permette una maggiore arbitrarietà, essendo un componente meno critico dal punto di vista delle sollecitazioni termiche indotte dai fenomeni elettromagnetici. I tipi più usuali sono quello cilindrico o a gabbia di scoiattolo composta da una serie di barre disposte circonferenzialmente; i materiali più usati sono il rame OFHC o spesso anche l'acciaio meno costoso.

La determinazione delle dimensioni ottime degli elettrodi prevede l'utilizzo del modello snowplow [10,11], di cui si discuterà nel capitolo 2, che consente di calcolare la lunghezza che faccia coincidere la fine della corsa ed

il conseguente pinch della guaina di plasma, con il massimo dell'onda di corrente, per ottenere la massima compressione magnetica, strettamente correlata ai parametri circuitali.

L'isolante posto alla base degli elettrodi gioca un ruolo fondamentale nell'ottimizzazione del dispositivo. Sia perché è un anello debole della macchina in quanto affacciato alle sollecitazioni elettriche maggiori, esposto alla formazione di plasma e per natura di scarsa conducibilità termica per cui incapace di smaltire velocemente i forti carichi di calore imposti; sia perché è la superficie su cui si forma il breakdown e la guaina di plasma, fungendone da driver per la geometria iniziale e quindi per la dinamica del moto.

Il core deve essere contenuto in una camera da vuoto in cui si vogliono raggiungere livelli di evacuazione dell'ordine dei 10^{-6} mbar per garantire il minore tasso di impurità possibile. L'impianto da vuoto è solitamente composto da almeno due pompe, una scroll di pre-vuoto che permette di raggiungere valori dell'ordine di 10^{-3} mbar, in serie ad una turbomolecolare che raggiunge un vuoto da 10^{-6} mbar e oltre se la costruzione della camera è esente da difetti che permettano il rientro di gas. Le esigenze di controllo in pressione della camera da vuoto del PFMA-1 sono triplici:

- generazione di alto-vuoto (od ultra-alto-vuoto) nella camera al fine di eliminare impurezze che potrebbero precludere un'efficiente produzione di radioisotopi (tra queste non va dimenticato il vapor d'acqua);
- immissione controllata (in termini di pressioni parziali) dei gas di lavoro;
- estrazione dei gas di lavoro e dei prodotti di reazione in essi contenuti al termine di un dato ciclo di scariche.

In linea di principio, ed a livello concettuale, sarebbero quindi necessari tre differenti sistemi che saranno denominati *sistema da vuoto*, *sistema di immissione* e *sistema di estrazione*.

Le scelte tecnologiche per il sistema da vuoto ed il sistema di immissione sono relativamente semplici ed i componenti adottabili piuttosto diffusi nelle applicazioni industriali avanzate. Diversa è la situazione per il sistema di estrazione in merito al quale non si hanno esperienze dettagliate.

In generale il sistema da vuoto del PFMA-1 deve garantire l'evacuazione della camera da vuoto in tempi ragionevolmente rapidi e sino a livelli di pressione di circa 10^{-6} Torr assoluti. Il volume da svuotare è di circa X l. Il sistema di estrazione deve invece garantire l'estrazione dei gas di lavoro dalla camera da vuoto ad un opportuno contenitore al termine di un dato ciclo di scariche. La soluzione tecnologica che si è deciso di adottare per il PFMA-1 è stata quella di semplificare il più possibile i due sistemi e di collassarli in uno unico che fosse in grado sia di generare condizioni di ultra-alto-vuoto nella camera sia di estrarre i gas. Laddove possibile si è preferito l'utilizzo di flangiatura e raccorderia in tecnologia CF che consente di raggiungere un alto grado di vuoto (in linea teorica sino a 10^{-12} – 10^{-13} Torr) poichè la tenuta nel raccordo è effettuata tramite la compressione e la successiva incisione di un opportuno gasket di rame ricotto.

Il dimensionamento del diametro delle linee deve essere fatto tenendo conto dell'efficienza estrattiva e del tipo di pompe che si prevede di utilizzare. Nel caso si preveda di usare pompe turbomolecolari è consigliabile adottare diametri molto grandi in modo da aumentare la chance di incontro tra le molecole del gas e le palette della pompa (tale chance è proporzionale all'area del condotto). In questo caso grande diametro è sinonimo di alta conduttanza. E' poi consigliabile evitare ogni possibile strozzatura della linea poichè ognuna di queste introdurrebbe una resistenza fluidodinamica che peggiora le performance della pompa. Da evitare, per le stesse ragioni, sono altresì tutte le possibili riduzioni di diametro di imbocco della pompa turbomolecolare.

I fattori fondamentali che influenzano il grado di vuoto a parità di sistema sono:

- perdite della camera da vuoto o delle linee;

- penetrazione di gas nella camera per diffusione attraverso le pareti (permeabilità dei metalli);
- presenza di vapori residui (specialmente quelli di H₂O);
- degasaggio delle pareti;
- vapori rilasciati dal sistema di pompaggio.

Per il sistema da vuoto e di estrazione del PFMA-1 sono state adottate 3 pompe della BOC-Edwards:

- turbomolecolare MagLev STP301 flangia CF;
- scroll XDS5;
- scroll XDS10.

Le pompe turbomolecolari della BOC Edwards sono delle turbine multistadio a flusso assiale, compatte e leggere, ad alta velocità rotazionale. Un meccanismo di pompaggio turbomolecolare non è in grado di espellere i gas estratti direttamente in atmosfera e richiede sempre un gruppo di pompaggio appoggio.

Gli strumenti di misura adottati per il PFMA-1 sono un vacuometro ad ionizzazione del tipo Active Ion Gauge (per le basse pressioni) ed un vacuometro capacitivo di tipo Barocel o Baratron (per le alte pressioni, sino a pressione atmosferica). In particolare quest'ultimo è lo strumento che fornisce il segnale di feedback per la regolazione dell'immissione controllata dei gas di reazione in termini di pressioni parziali.

In particolare i modelli sono:

- Baratron 626A12TCE DN16CF della MKS
- Active Ion Gauge AIGX – S – DN40CF della BOC-Edwards

Il Baratron 626 fa parte della serie 600 della MKS; questi manometri capacitivi richiedono una tensione di alimentazione di +/- 15 VDC (35 mA di corrente) e forniscono un output in tensione tra 0 e 10 VDC. La pressione viene determinata misurando la variazione di capacità tra un diaframma ed un elettrodo duale adiacente. Il diaframma, sottoposto a tensione radiale, è in grado di fornire bassa isteresi, eccellente ripetibilità ed alta risoluzione (0.001% full scale). Il sensore è interamente in Inconel, garantendo buona compatibilità con ambienti corrosivi.

L'Active Ion Gauge della BOC-Edwards (vedi Fig. 12.18) incorpora due filamenti (di cui uno a riserva dell'altro in caso di rottura) di iridio ricoperti di ittrio selezionabili manualmente; fornisce un output in tensione lineare pari ad 1 V per decade. Il range di misura va da 5E-2 Torr a 5E-10 Torr; necessita di tensione di alimentazione tra 14.5 e 30 VDC, con consumi tra 7 e 14 W; la massima sovrappressione ammessa è di 10 bar assoluti.

In caso di pressione superiore a 5E-2 Torr il sensore si spegne automaticamente per evitare rottura dei filamenti attivi. Il range di temperatura va dai 0 ai 40 °C.

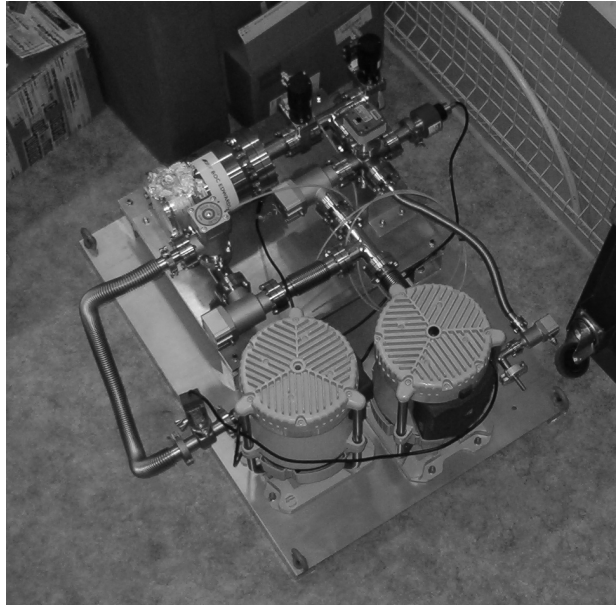


Fig.1.3) Vista del sistema da vuoto

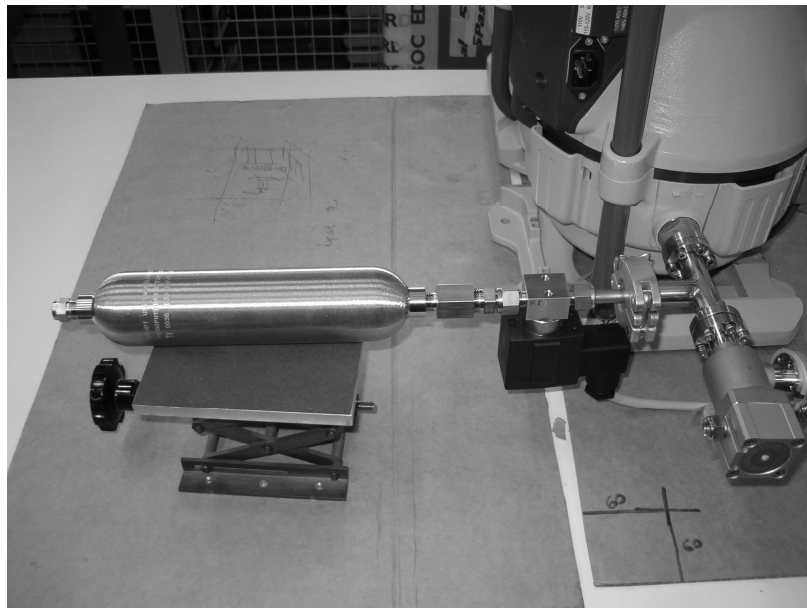


Fig.1.4) Particolare del sistema da vuoto. Bomboletta Swagelok ed elettrovalvola solenoidale;

I sensori sono poi interfacciati con appositi strumenti di lettura e regolazione fornite dalle case costruttrici.

Per concludere il paragrafo si riporta la tabella identificativa di tutti i componenti dell'impianto da vuoto e lo schema di montaggio.

Lettera	Tipo di valvola	Modello
A	Valvola pneumatica gate	GATE GVC015 CF40 BOC- Edwards
B	Valvola pneumatica ad angolo	XMA 40 CGM9 CF40 SMC
C	Valvola pneumatica ad angolo	XMA 40 CGM9 CF40 SMC
D	Valvola pneumatica ad angolo	XMA 40 CGM9 CF40 SMC
E	Valvola pneumatica ad angolo	XMA 16 CGM9 CF16 SMC
F	Elettrovalvola solenoidale	XSA3 43S 5DQ SMC
G	Valvola pneumatica gate	GATE GVC015 CF40 BOC- Edwards
GAS-1	Elettrovalvola per flusso gas	248A 00010RV MKS
GAS-2	Elettrovalvola per flusso gas	248A 00010RV MKS

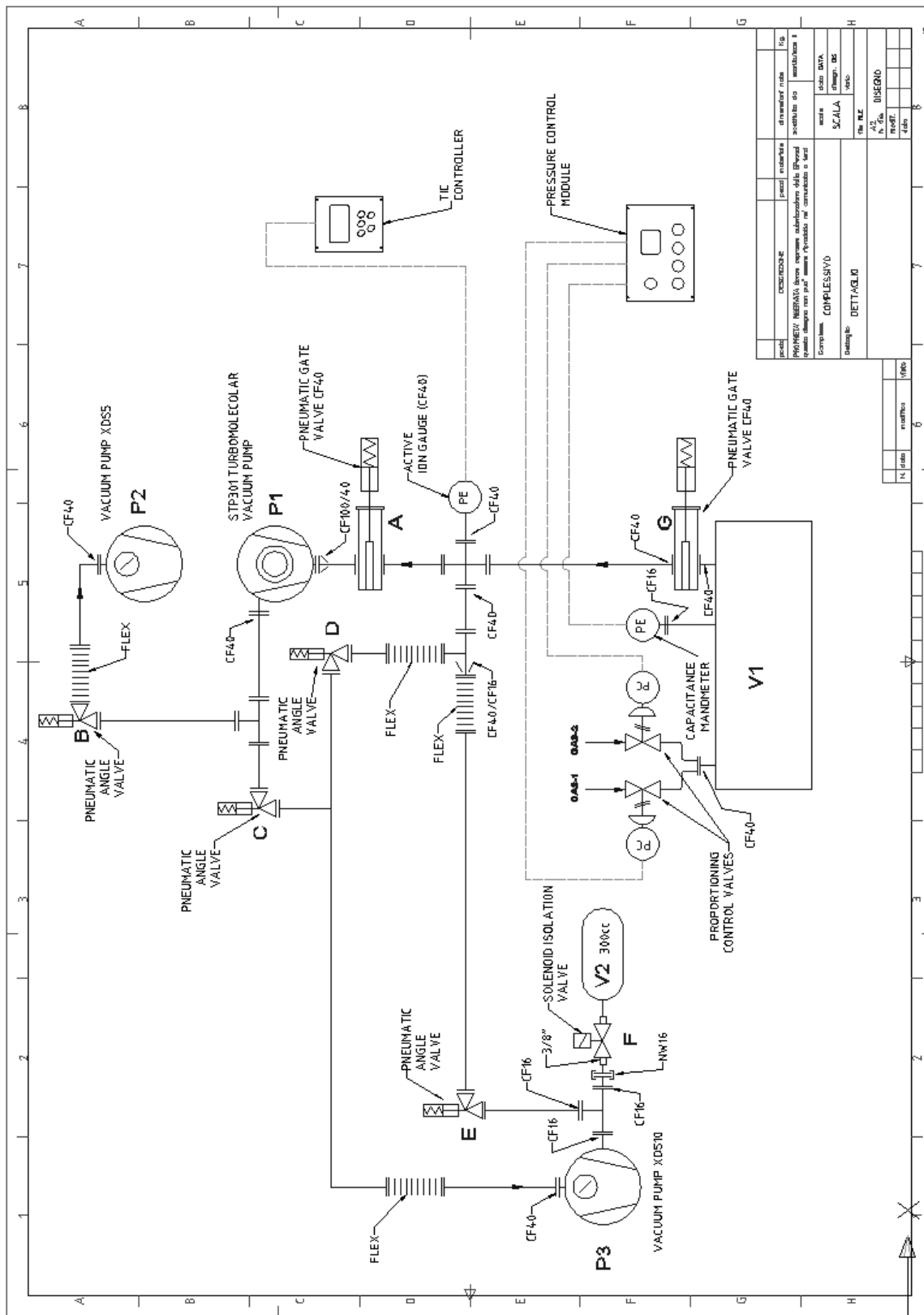


Fig. 1.5) Schema di montaggio dell'impianto da vuoto del PFMA1

1.2 Il banco dei condensatori

La scelta del modello dei condensatori deve tenere conto dei numerosi vincoli progettuali. In primo luogo devono essere condensatori in grado di lavorare alle tensioni previste. In secondo luogo, dovendo resistere ad un certo livello di voltage reversal, dovranno o essere costruiti specificamente per tale task od avere una tensione massima di lavoro superiore a quella prevista dal progetto del PF, in modo da aumentare il valore del voltage reversal ammissibile a parità di vita utile od aumentare la vita utile a parità di voltage reversal. Devono poi essere in grado di sostenere cicli di carica e scarica alla frequenza di ripetitività voluta. Inoltre il numero N di condensatori da usare in parallelo deve soddisfare alla richiesta di avere capacità totale pari a quella di progetto; tale numero non deve essere troppo piccolo, poichè il parallelo darebbe un'induttanza equivalente troppo elevata; non deve essere troppo grande poichè altrimenti le linee di trasmissione diverrebbero troppo complesse e gli ingombri risulterebbero inaccettabili. Il numero N deve poi essere tale che la corrente erogata da ciascun condensatore sia strettamente inferiore al valore della corrente massima erogabile.

Infine i condensatori devono essere fatti in modo da potersi accoppiare con facilità agli interruttori veloci.

Per il PFMA-1 la scelta è caduta sul modello GA 32899 della Sorrento Electronics, unità specificamente dedicata alla Pulsed Power della californiana General Atomics. Tali condensatori possiedono tutti i requisiti necessari. La tensione di lavoro nominale è superiore a quella richiesta per il PF: 36 kV anzichè 30 kV. Il voltage reversal massimo nominale a 36 kV è del 60%; la capacità è di circa 11 μF . Da questo dato è immediato ricavare N :

$$N \cong \frac{350}{11} \cong 32$$

Tale valore fortunatamente soddisfa anche al vincolo sulla corrente massima erogabile $I_{1\text{max}}$. Si ha infatti:

$$I_{1\text{max}} \cong \frac{3000}{32} \cong 94 \text{ kA} < 150 \text{ kA}$$

essendo 150 kA la corrente massima nominale del modello GA 32899. Utilizzando il valore di 150 kA si ha che il valore della corrente totale massima erogabile dal banco di condensatori è di circa 4.8 MA. Il numero trovato N è inoltre in grado di ridurre notevolmente il valore dell'induttanza complessiva del banco; si ha infatti

$$L_{\text{banco}} \cong \frac{30}{32} \cong 0.94 \text{ nH}$$

essendo 30 nH l'induttanza di un singolo condensatore.

Il modello GA 32899 è inoltre idoneo a lavorare a frequenze di ripetitività di 1 Hz e non è troppo ingombrante. Non è impregnato di olii PCB ed ha una durata di vita relativamente alta ($3\text{E}6$ cicli di carica/scarica). D'altro canto può essere usato solo in polarità positiva (ma questo non è di ostacolo al loro utilizzo per un PF). Altri dati sono forniti nella Tabella seguente.

Parametro	Valore
Capacità nominale (μF)	11.1
Tolleranza (%)	± 10
Tensione massima nominale (kVdc)	36
Tensione massima ammissibile (kVdc)	40 (max 60 secondi)
Energia massima nominale (kJ)	7.2
Voltage Reversal massimo nominale (%)	60
Voltage Reversal massimo ammissibile (%)	90
Corrente massima nominale (kA)	150
Corrente massima ammissibile (kA)	200
Temperatura massima di esercizio (°C)	65
Temperatura minima di esercizio (°C)	-35
Durata di vita (cicli carica/scarica)	1E6 @ condizioni nominali
Durata di vita DC (ore)	280
Affidabilità @ Durata di vita (%)	90
Fattore massimo di dissipazione (%)	0.3
Induttanza nominale (nH)	30
Resistenza minima di isolamento (Mohm-μF)	1000
Stile del case	Contenitore in acciaio saldato
Elettrodo	1.0 – 14 UNF – 2B TAP x 0.5 deep
Terminale di terra	Anello coassiale con fori ciechi filettati
Peso (kg)	134
Frequenza di ripetitività (Hz)	1 @ 100 kA @ 60% Voltage Reversal
Durata di vita a 30 kV (cicli carica/scarica)	>3E6 @ 60% Voltage Reversal
Olio	IPBP (non-PCB)
Dimensioni (mm)	305 x 406 x 673
Tipologia di accoppiamento	Scyllac a barriera bassa

singoli condensatori. Il raggio di ingombro massimo risulta essere di circa 2.2 m. La disposizione dei condensatori è mostrata figura seguente. Come si può vedere sono stati creati 4 accessi spostando 8 condensatori in modo da potersi avvicinare alla zona di installazione del PF.



Fig.1.7) Il layout del banco di condensatori.

1.3 L'alimentatore

Come illustrato nei precedenti capitoli occorre caricare a 30 kV un banco da 32 condensatori con capacità complessiva di 350 μF in modalità ripetitiva e con tempi di carica inferiori ad 1 s. Le esperienze pregresse sulle macchine di Bologna e Ferrara hanno confermato che tensioni di lavoro inferiori ai 20kV offrono risultati difficilmente apprezzabili dal punto di vista delle reazioni auspiccate e danno maggiore incertezza sul sincronismo d'innescio tra gli spark gap, mentre tensioni superiori ai 30kV richiedono importanti sforzi tecnologici per garantire un buon isolamento fra parti in alta tensione e parti a massa, e per evitare la formazione di scariche superficiali sugli isolanti.

Si vuole dunque che il dispositivo di carica possa fornire una tensione di uscita regolabile fra i 20 ed i 30kV. Il funzionamento previsto per il PFMA-1 in modalità ripetitiva ad 1Hz impone inoltre che il tempo di carica sia inferiore ad 1 secondo. Il processo di carica desiderato è a corrente costante, cosicché vale la formula per la rampa di tensione lineare sui condensatori

$$V(T) = \int_0^T \frac{I(t)}{C} dt = \frac{I}{C} T;$$

per cui, supponendo di caricare alla tensione massima l'intero banco in 0.9s (0.1s risulta cautelativamente sufficiente per i tempi di scarica e ripristino della neutralità nei dispositivi al plasma) si deve erogare una corrente

$$I = \frac{30000 \cdot 350 \cdot 10^{-6}}{0.9} = 11.666[A].$$

Si nota immediatamente che caricare a tensioni inferiori o caricare un numero minore di condensatori nello stesso tempo richiede una corrente inferiore per cui il range di 0 : 12A è stato fissato come parametro progettuale dell'alimentatore.

Queste premesse permettono di calcolare la potenza istantanea erogata dall'alimentatore e richiesta dalla rete:

$$W(t) = V(t) \cdot I(t) = \frac{I^2}{C} t$$

Poiché a corrente costante la potenza erogata seguirà un andamento lineare, il picco massimo al termine della rampa di carica è pari a :

$$W_{\max} = \frac{I^2 T}{C} = V_{\max} I = 360[kW].$$

L'energia assorbita dalla rete varrà quindi: $E = V_{\max} I T / 2$ assunta una durata della erogazione di corrente di T secondi. Per T=0.9s e I=11.666A si assorbe E=157.5kJ; a regime di piena potenza, cioè 30kV sui condensatori e una corrente di carica di 12A , si assorbiranno 180kJ in 0.875s

La tecnologia per la realizzazione del dispositivo prevede dunque l'impiego di un trasformatore innalzatore che abbia tensione d'ingresso regolabile, uscita raddrizzata, e che possa contrastare il ritorno di tensione almeno fino a 30kV.

Il controllo sul voltaggio in ingresso viene effettuato innescando dei diodi SCR (Silicon Controlled Rectifier) interposti fra la rete trifase a media tensione ed il primario del trasformatore. Questi componenti sono dei tiristori a tre terminali composti da quattro strati di semiconduttore a differente drogaggio PNPN controllati attraverso il terminale di gate collegato al terminale P della zona intermedia.

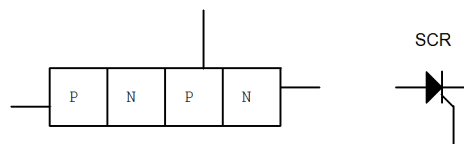


Fig.1.8) schema e simbolo circuitale SCR

La principale caratteristica di questi dispositivi consiste nell'offrire oltre all'interdizione inversa fino al breakdown, l'interdizione diretta al passaggio di corrente fino ad una soglia di tensione regolabile attraverso l'opportuna eccitazione del terminale di gate, rendendo così possibile un effettivo controllo dell'innescamento del dispositivo. Una volta attivato, l'SCR rimane in conduzione finché la corrente che lo attraversa non scende al di sotto di un valore di soglia caratteristico. Utilizzando sul dispositivo una tensione d'ingresso sinusoidale di ampiezza V_I e pulsazione ω , è possibile regolare il valore della componente continua in uscita V_{CC} , definita come il valor medio su un periodo T dell'uscita V_U . Supponendo di attivare l'SCR all'istante t_d si ottiene

$$V_{cc} = \frac{1}{T} \int_0^T V_U(t) dt = \frac{\omega}{2\pi} \int_{t_d}^{T/2} V_I \sin(\omega t) dt = \frac{V_I}{2\pi} \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi t_d}{T}\right) \right]$$

Per cui variando l'istante d'innesci tra 0 e $T/2$ si può ottenere una tensione media in uscita tra V_I/π e 0 .

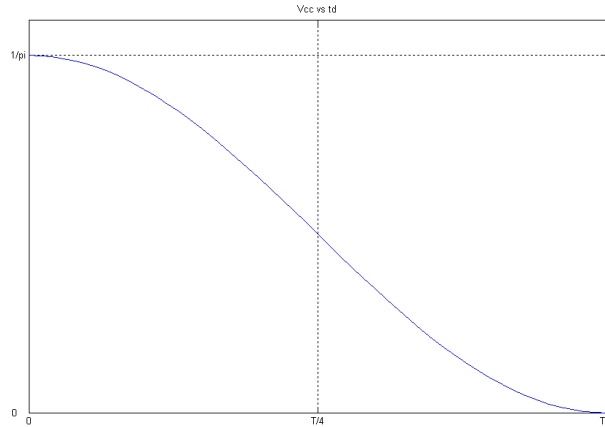


Figura 2: Componente continua della tensione in uscita dall'SCR in funzione dell'istante di innesci con ingresso sinusoidale.

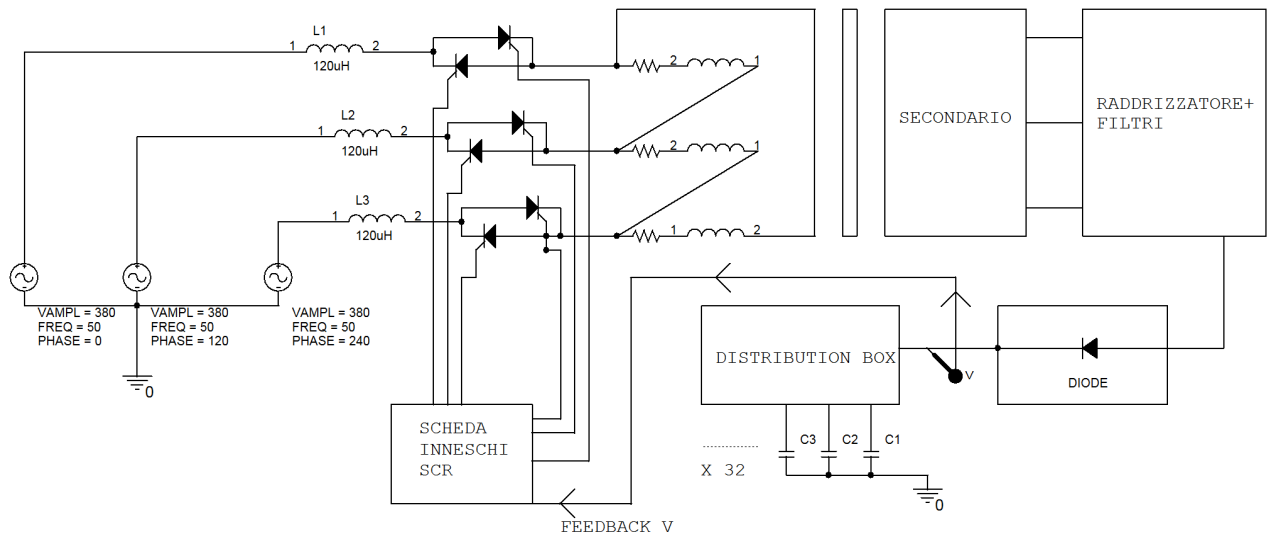


Fig1.9) Schema semplificato della logica di controllo sulla tensione di carica

Come mostrato sullo schema elettrico della macchina, su ogni fase ne sono presenti due in parallelo ed in verso opposto, in modo da poter sfruttare il passaggio di corrente in entrambi i sensi e regolare quindi sia il valor medio sulla semionda di tensione positiva che su quella negativa.

Il trasformatore innalza la tensione che perviene a primario di un fattore k e, raddrizzando l'uscita tramite un ponte di diodi ad onda intera trifase, è in grado di erogare una tensione positiva sui condensatori anche quando la tensione sul primario è negativa.

La scheda inneschi è programmata in maniera tale da imporre l'istante e la durata dell'accensione degli SCR in base al segnale di feedback proveniente dallo stadio di alta tensione, regolando quindi il voltaggio che viene fornito sul primario del trasformatore. Il metodo di regolazione della tensione è noto in letteratura elettrotecnica come pilotaggio ad angolo di fase.

L'uscita monofase viene poi protetta dall'inversione di corrente da una serie di diodi di potenza che garantiscono l'isolamento fino alla massima tensione di carica. Ulteriori dispositivi di protezione sono stati cautelativamente inseriti anche nella Distribution Box che, come sarà spiegato in avanti, è il dispositivo che ripartisce la corrente di carica sui condensatori.

Il dispositivo realizzato, MF12/30kV, è stato progettato e costruito dalla ditta Alintel Srl secondo le specifiche richieste. Si tratta di un alimentatore AC/DC in grado di operare in regolazione di tensione. La macchina è contenuta in tre armadi metallici, visibili in foto, i cui ingombri e pesi sono riportati in tabella. A causa del notevole peso tutti gli armadi sono dotati di golfare per il sollevamento ed il trasformatore è provvisto di ruote per agevolarne i movimenti. Per tale motivo, è importante verificare che siano rispettate le distanze minime richieste per l'isolamento in aria tra uscita del trasformatore in alta tensione ed armadio a massa.

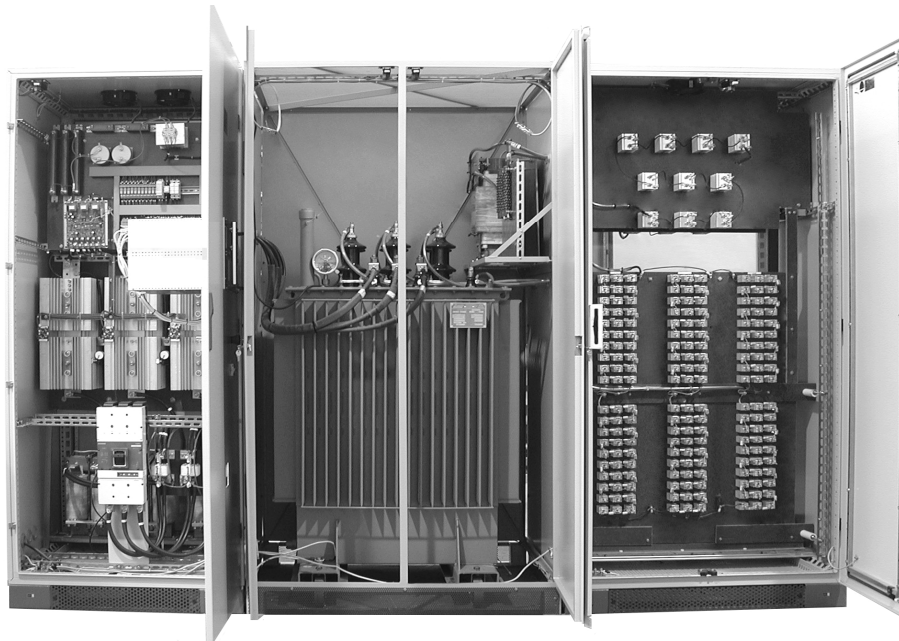


Fig.1.10) Alimentatore Alintel MF30kV12

Nel primo armadio è inserita la parte di controllo e di connessione alla rete di distribuzione.

La tensione di ingresso è fornita dalla rete trifase (R,S,T nel disegno) a media tensione ($3 \times 400\text{Vac}$, 50Hz), attraverso l'interruttore principale (IP) situato sulla porta del modulo. Il suo potere d'interruzione è di 40kA con bobina di minima. Al verificarsi di un allarme, la bobina viene diseccitata e si interrompe il circuito. Dettagli sugli allarmi saranno forniti nel paragrafo dedicato.

Prima dell'interruttore, una deviazione collega le tre linee prima al sensore EUAC che identifica un'eventuale mancanza di tensione da una delle fasi o un'errata sequenza ciclica di queste producendo il relativo allarme, quindi alla scheda inneschi fornendo i set point per pilotare elettronicamente l'alimentazione sul primario. Questa deviazione passa attraverso l'interruttore magnetotermico I2 con potere d'interruzione 6kA.

Dalla stessa si alimenta il trasformatore con due uscite a 24V e 230V. La linea è protetta e raddrizzata tramite un ponte di diodi raddrizzatore trifase (snubber), ed è dotata di fusibili di tipo GL a percussore (FH 16A 14x51) con contatto di segnalazione per l'allarme. Lo stadio a 24V alimenta i relè per la segnalazione allarmi ed i contatti di stato del cassetto elettronica; dallo stadio a 230V si alimenta lo stesso cassetto elettronica, la bobina di minima dell'interruttore IP sopra citata e le ventole per l'aerazione interna degli armadi. La linea di potenza prosegue

passando attraverso i fusibili (FR, FS, FT) con contatto di segnalazione (1 kA , 690 Vac) prodotti dalla Bussman, per la protezione dei componenti semiconduttori a valle; si hanno poi le induttanze di linea da 120 μ H (LR, LS, LT) per filtrare eventuali brusche variazioni di corrente. Queste sono realizzate con massicci avvolgimenti attorno a nuclei ferromagnetici e sono posizionate sulla base del primo armadio. Le tre linee passano quindi per il gruppo di regolazione a SCR.

Gli SCR si individuano facilmente nel primo modulo per i considerevoli ingombri dei dissipatori termici. Sono poi dotati di termoswitch per la segnalazione dell'allarme da sovratemperatura SCR.

Successivamente le tre fasi sono inviate nel secondo armadio dove alimentano l'avvolgimento primario del trasformatore. Il secondo modulo è quasi interamente occupato da questa macchina.

Il dispositivo è costruito dalla Trasfoproject Srl, è un trasformatore trifase in bagno d'olio con circuito primario collegato a triangolo (D) e due secondari a stella più neutro (y+n) collegati in serie. La terra è stata tuttavia disconnessa, con l'autorizzazione dei produttori, per evitare possibili sbilanciamenti fra la terra di funzionamento del plasma focus e quella della rete, e collegata alla terra dello stesso PF.

Il primario è alimentato a 380 Vac per fase ed è percorso da una corrente di 531 A. Va menzionato che la corrente in ingresso nell'armadio arriva fino a 600A per cui è vivamente raccomandato l'utilizzo di cavi con sezione minima di 300mm² per ciascuna fase così come per la terra. Quest'ultima deve poi essere collegata all'apposita barra del primo armadio.

I due secondari innalzano il voltaggio a 12kV per fase e sono interessati da una corrente di 8,4 A. Raddrizzando la tensione in uscita tramite opportuni ponti di diodi ad onda intera trifase si ottiene la tensione massima utile di 36kV.

La potenza nominale erogabile è di 400 kVA. Il gruppo di appartenenza del trasformatore è Dy11 per cui lo sfasamento elettrico tra primario e secondario è compreso tra -30° e 0°. Alcune figure del trasformatore ed i rapporti di collaudo sono presentati in fondo al paragrafo.

I due ponti raddrizzatori seguono lo schema dei classici raddrizzatori ad onda intera trifase dove ogni diodo è composto dalla serie di trenta gruppi elementari, ciascuno costituito da un diodo a valanga SKNA17 connesso in parallelo una resistenza da 1 M Ω per la ripartizione della tensione ed una capacità di equalizzazione da 2,2 μ F. La tensione in uscita viene così raddrizzata con un fattore di ondulazione minore del 4,2% (valore proprio del raddrizzatore ad onda intera trifase con soli diodi) del valore efficace di tensione ed una frequenza di oscillazione pari a sei volte quella della tensione in ingresso sul primario. Uno schema circuitale di uno dei due secondari con ponte raddrizzatore, resistenza, induttanza e diodo di disaccoppiamento di uscita è presentato nella seguente figura.

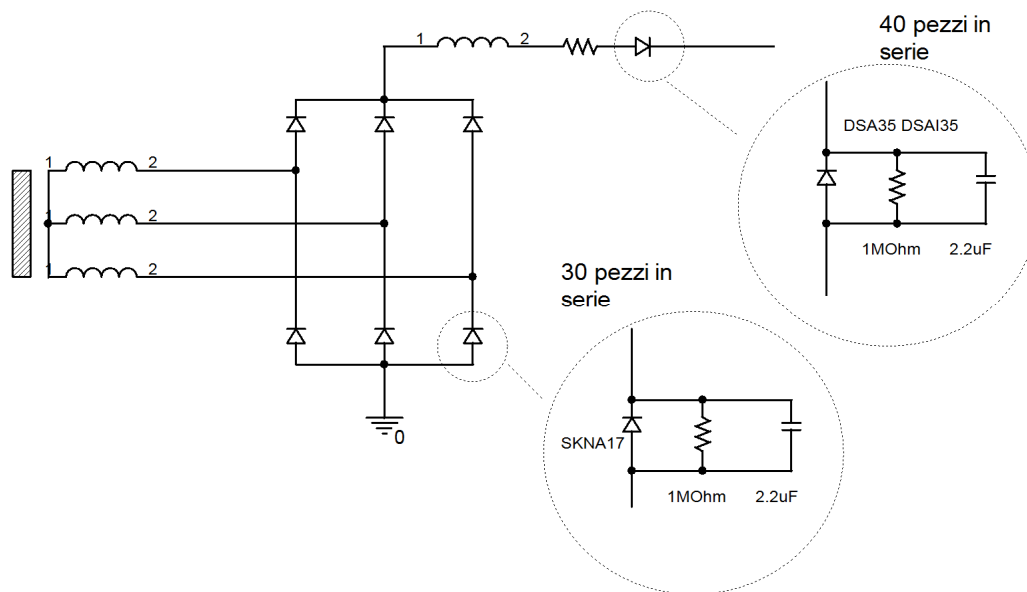


Fig1.11) schema del secondario, raddrizzatore e diodi di protezione. Per semplicità è raffigurato un solo secondario raddrizzato anziché i due in serie realmente montati sulla macchina.

E' infine presente il partitore di tensione composto da 60 resistenze RM da 100kΩ in serie a cui sono collegati in serie i due trasduttori di tensione DCVT1 e di corrente DCCT1 per la misura e la regolazione. Il primo è un misuratore di tensione LV25P della LEM con isolamento galvanico tra primario e secondario. L'isolamento verso lo stadio di lettura è reso necessario sia per le alte tensioni in gioco sia perché il fenomeno di scarica del PF coinvolge correnti e campi magnetici tali da poter trasmettere correnti o tensioni distruttive su un sensore direttamente collegato. Il primario del sensore va collegato al punto in cui si vuole conoscere la tensione attraverso una serie di opportune resistenze secondo le specifiche della casa produttrice. La misura di voltaggio si effettua sul secondario sfruttando l'effetto Hall.

1.4 Distribution box

Nello schema generale dell'impianto Plasma Focus la Distribuion Box è l'interfaccia tra l'alimentatore ed il banco dei condensatori. Il dispositivo provvede infatti a ripartire la corrente di carica erogata dall'alimentatore su di un numero di canali variabile da 1 a 32. E' stata appositamente progettata per caricare fino a 32kV un banco di condensatori connessi in parallelo sfruttando la corrente continua dall'uscita monopolare dell'alimentatore. Ogni canale di distribuzione è realizzato in maniera tale da rispettare le seguenti caratteristiche funzionali:

- aumentare il grado di protezione contro l'inversione di corrente fra i condensatori ed il dispositivo di alimentazione;
- garantire l'isolamento fra canali adiacenti relativi a singoli condensatori in caso di sbilanciamenti della carica accumulata;
- essere in grado di scaricare a terra la carica dell'intero banco caricato alla tensione massima, dissipando la corrente su una serie di resistori ceramici, controllando in remoto un relé con chiusura per gravità (gravity operated dump switch);

- poter sostenere i cicli termici dovuti alla carica fino a 30kV utilizzando una corrente massima di 12A con tasso di ripetizione di 1Hz.

Le condizioni di malfunzionamento annoverate per il dimensionamento della macchina includono i casi cosiddetti di switch pre-fire, misfires, ed i possibili corto circuiti o aperture improvvise del circuito per danneggiamento dei cavi.

La condizione di switch pre-fire si verifica quando all'interno di uno spark gap si innesca il self-breakdown del dielettrico senza che l'impulso di trigger venga inviato sull'anello di distorsione di campo. Le cause che possono portare lo spark gap all'auto-innesco sono molteplici; questi dispositivi sono realizzati in modo che il campo elettrico al loro interno superi la rigidità dielettrica del gas di riempimento ad una data pressione, ma solo quando sull'anello di trigger viene inviato un impulso di tensione con polarità inversa a quella dell'elettrodo in alta tensione direttamente collegato sul condensatore; tuttavia possibili spike di tensione, che giungono sull'elettrodo per disturbi o malfunzionamenti del dispositivo di alimentazione, potrebbero innalzare tale campo a valori superiori alla rigidità dielettrica del gas ; questo valore tra l'altro è influenzato pesantemente dal valore della pressione, per cui si possono avere scariche anche in caso di non perfetta regolazione del riempimento o difetti nella tenuta all'interno dello switch, così come per la presenza di contaminanti nel gas come vapor d'acqua dovuto all'umidità. Si potrebbero poi annoverare gli eventuali fenomeni microscopici quali la formazione di micro protrusioni metalliche sugli elettrodi che amplificano il campo per effetto punte o un non perfetto ripristino della neutralità del dielettrico ma si rimanda l'approfondimento di questi fenomeni a test più qualificati. In ogni caso, ciò comporta la chiusura del circuito fra il condensatore su cui è montato lo switch e la testa del plasma focus (cosidetto autofocus). La considerazione che la corrente proveniente dalla scarica di un singolo condensatore caricato alla tensione massima può raggiungere valori attorno a 80kA, porta a credere che in questa condizione si inneschi il breakdown anche all'interno della camera da vuoto del PF chiudendo quindi il circuito fra il condensatore in esame e la terra di funzionamento del laboratorio.

Il caso opposto di misfiring si verifica invece quando anche a seguito dell'impulso di trigger non viene comunque innescato il breakdown nello switch. Il condensatore accoppiato rimane dunque carico, mentre le eventuali altre unità collegate scaricano la carica accumulata sul collettore. Solo l'interposizione di un circuito snubber di protezione, opportunamente dimensionato, può prevenire il ritorno di corrente dal polo di alta tensione della capacità ancora carica, verso i diversi condensatori connessi in parallelo che hanno scaricato o le altre parti connesse alla terra.

Come ulteriore possibile caso di malfunzionamento è stato preso in esame l'eventuale distacco della linea di carica durante una scarica: in questa eventualità si verificano rapide oscillazioni di tensione dovute alla riflessione sul cavo aperto con ampiezza dell'ordine del kV secondo le simulazioni effettuate.

Le principali caratteristiche elettriche secondo cui è stata progettata la distribution box realizzata dalla REBIII sono riportate nella tabella seguente:

Tensione nominale massima di funzionamento	32 kV
Massima tensione assoluta	36 kV
Polarità	Solo positiva
Numero di canali	32
Durata della scarica di sicurezza (Dump time=5RC)	0.6 s
Corrente massima per canale	375 mA



Fig.3.12) Visione complessiva esterna della distribution box

Il dispositivo è formato da una cassa in alluminio che alloggia le 32 schede circuitali in PVC relative ad ogni canale di distribuzione della corrente. Il contenitore ha le dimensioni 85 (L) x 58 (W) x 62 (H) cm, per un volume interno di circa 150 litri, ed è montata su ruote per agevolarne gli spostamenti. L'intera cassa dev'essere poter riempita con olio dielettrico di qualità necessario per il funzionamento a regime ripetitivo ad alte tensioni. Così come consueto nelle tecnologie realizzative usate per i trasformatori da alte tensioni, l'olio svolge la duplice funzione di prevenire la formazione di scariche tra parti in tensione ed a massa oltre che a conferire una maggiore inerzia termica al dispositivo ed a renderne possibile il raffreddamento per ricircolo dello stesso fluido. Tra le possibili alternative è stato utilizzato l'olio minerale Mobil Mobiltec® 35, privo di inibitori di corrosione come da richieste del costruttore, nella misura di 120 litri.

Il coperchio superiore della scatola è removibile per permettere di accedere alle schede montate al suo interno. Si appoggia su una guarnizione Buna-N, incollata sul bordo superiore della parete della struttura ed ingrassata per la migliorare tenuta, ed è fissata da una serie di bulloni da 5/16 di pollice. La necessità di garantire la tenuta proviene da diversi motivi: innanzitutto nel funzionamento a regime si deve ricoprire la superficie dell'olio con un gas inerte (azoto ad esempio) per eliminare la presenza dell'aria ambiente e principalmente del vapor d'acqua associato che penalizzerebbe l'isolamento elettrico contaminando l'olio. Operando invece scariche singole dopo intervalli temporali maggiori da non richiedere il raffreddamento, si può evitare il riempimento d'olio; ciò impone però di non superare la tensione di carica di 12kV che rappresenta il valore massimo d'isolamento ottenibile in aria. Tuttavia la tenuta consente di utilizzare un'isolante gassoso come l'SF₆ che permette di elevare il voltaggio operativo fino a 24kV.

Il coperchio superiore è quindi dotato di una boccola per l'innesto diretto di un tubo M6 e di un rubinetto per lo sfogo del gas. Va sottolineato il contenitore non è progettato per sostenere sovrappressioni ma solo per essere riempito.

Sono poi ben visibili in figura i 32 attacchi filettati HN-70 per l'innesto dei cavi coassiali per la carica dei condensatori disposti su due file da 16; su questi si connette il polo a massa del cavo, equipotenziale con tutto

l'involucro metallico, grazie alle trecce di rame che collegano il coperchio della struttura con le pareti laterali (vedi fig.1), mentre il polo in tensione si innesta nell'apposito connettore delle schede interne.

Sulla parete laterale si possono identificare i tre ingressi per l'olio, sulla parte bassa, e l'uscita superiore. La linea del ritorno rappresenta anche il riferimento per il livello di riempimento dell'olio: è stato previsto dal costruttore che si ricopra fin subito sopra la saldatura di questo innesto che può essere visibile attraverso una delle boccole d'innesto dei cavi senza che sia necessario rimuovere il coperchio. La stessa disposizione di tubi è montata sul lato opposto per un totale di sei ingressi e due ritorni, raccordate rispettivamente in un'unica linea di ingresso e una di uscita verso lo scambiatore di calore.

Nella stessa foto sono visibili i due passacavi per l'ingresso della linea elettrica di alta tensione all'interno della scatola.



Fig.1.13) Dettaglio dei raccordi per l'ingresso (inferiore) e per l'uscita dell'olio (superiore), passacavi per l'ingresso delle linee in alta tensione.

Su uno dei due lati corti è montato, per mezzo di una piastra di alluminio, l'interruttore di scarica di sicurezza contenuto in un involucro plastico cilindrico. Si tratta uno switch (non presente in catalogo) modello HVE-120-B-2 prodotto dalla filiale tedesca della Universal Voltronics Corporation. L'unità è stata modificata rispetto a quella standard sostituendo il relè da 110-VAC con uno da 24-VDC, ed i resistori interni con dei modelli equivalenti ma con una resistenza totale effettiva di 1 Ω e una dissipazione di potenza fino a 200W. Inoltre il gap fra gli elettrodi è stato ridotto da 2.0cm a 1.4 cm. Un dettaglio è mostrato in figura XXX.

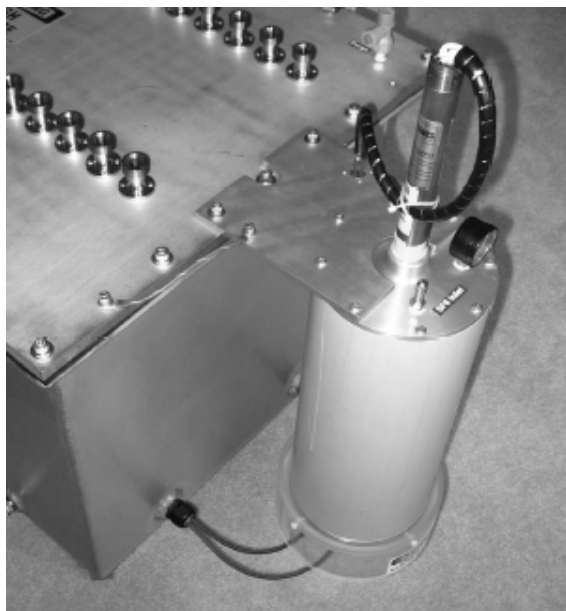


Fig.1.14) Interruttore di sicurezza di scarica rapida

Una foto di una singola scheda e lo schema circuitale che la descrive sono raffigurati nelle figure successive.

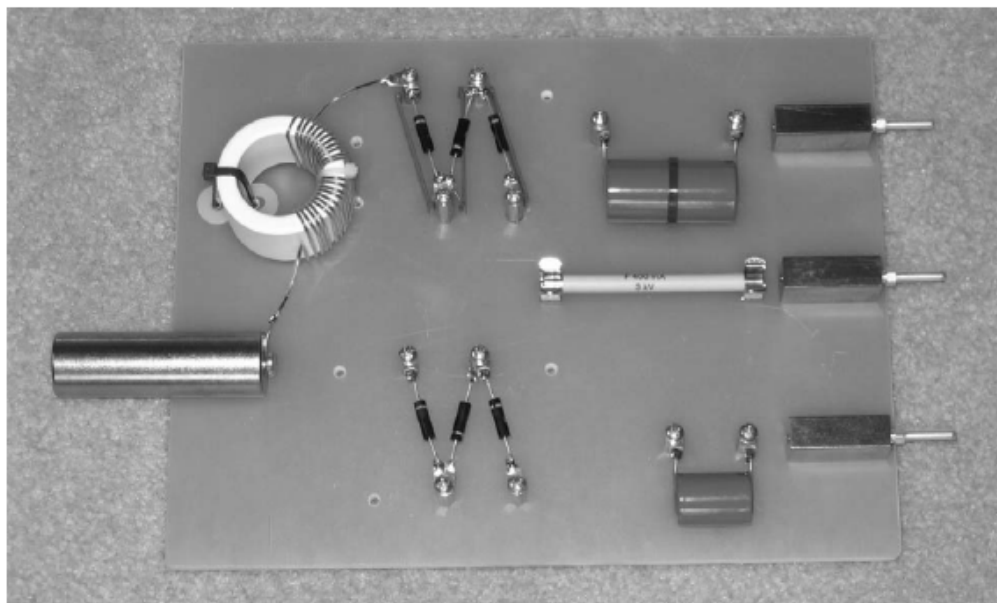
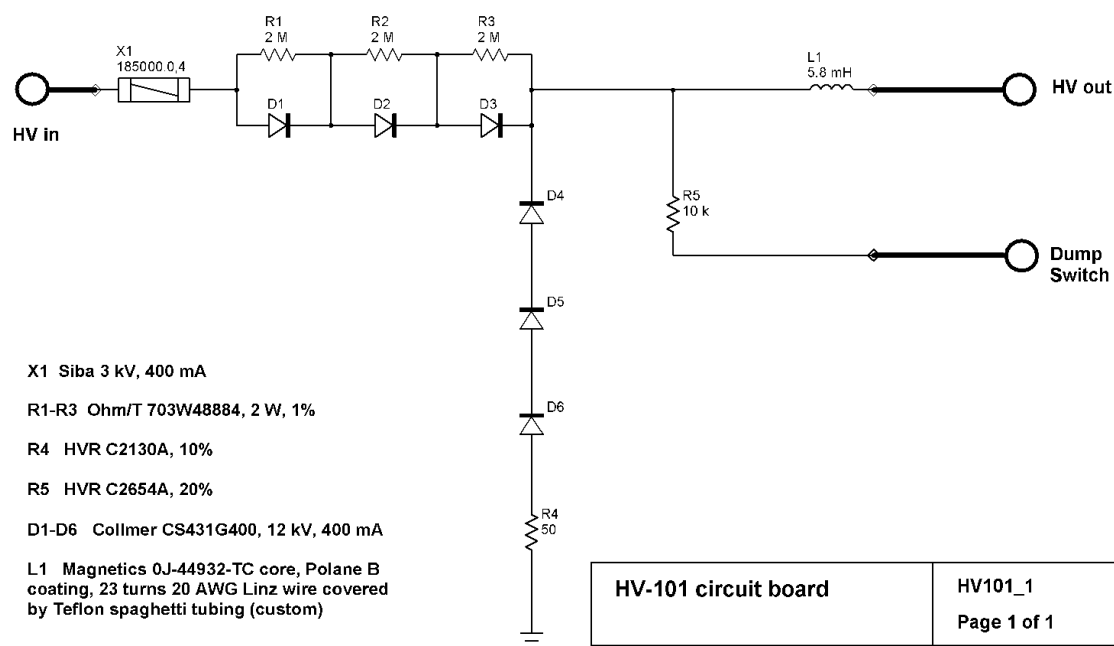


Fig1.15) Dettaglio di una scheda circuitale del canale di distribuzione.



HV-101 circuit board	HV101_1 Page 1 of 1
R. E. Beverly III and Associates 3437 Woodstone Drive Lewis Center, OH 43035 USA (+01) 740-549-3944 http://www.reb3.com	14 September 2005 Revision A
	Drawn by: reb3

Fig.1.16) Schema circuitale del singolo canale di distribuzione.

Nella foto sono facilmente individuabili i singoli componenti descritti dallo schema. L'ingresso di alta tensione, il fusibile da 400 mA, il circuito di snubber formato dai tre diodi in serie da 12kV ciascuno in modo da garantire la protezione verso tensioni a valle fino a 36kV. I tre diodi interposti sul ramo di terra servono ad evitare che attraverso il bus di terra si possano avere perdite di corrente verso condensatori che per diversi motivi si possono trovare a tensioni inferiori a quella del modulo stesso. L'induttore di uscita poi serve a prevenire che eventuali inneschi di scariche spurie possano trascinare alte correnti dal ramo di carica che risulterebbero dannose per i diodi ed i fusibili. In ultimo il ramo verso l'interruttore di sicurezza è dotato di un resistore da 10k Ω che riduce le correnti in caso di necessità di scaricare il banco in condizioni di emergenza.

1.5 Interruttori Spark Gap

L'innesco della scarica dei condensatori sugli elettrodi del PF deve avvenire grazie alla chiusura di un opportuno interruttore veloce. Le caratteristiche di tali dispositivi devono rispondere a requisiti molto specifici. Il primo requisito è che tali interruttori siano in grado di sostenere tensioni elevate, almeno pari a quelle di progetto del PF, nella fattispecie: 30 kV. Il secondo requisito è che siano in grado di trasferire correnti molto elevate, dell'ordine del centinaio di kA o più. Il terzo requisito è che siano in grado di sostenere derivate temporali della corrente molto elevate, dell'ordine delle centinaia di kA al microsecondo o più. Il quarto requisito è che l'apertura e la chiusura dell'interruttore siano enormemente rapidi, con tempi dell'ordine di qualche decina di nanosecondi per la chiusura e di alcuni millisecondi per l'apertura. Il quinto requisito è che abbiano una bassa induttanza. Il sesto requisito è che possano funzionare in ripetitivo con frequenza di 1 Hz. Il settimo ed ultimo requisito è che siano facilmente accoppiabili ai condensatori dal punto di vista elettromeccanico.

Stanti questi requisiti è immediato escludere tutta la categoria degli interruttori a stato solido di potenza. Rimangono quindi, nel panorama tecnologico attuale, solo interruttori di tipo Spark Gap e di tipo Thyatron. Sia i Thyatron che gli Spark Gap funzionano grazie alla possibilità di instaurare la transizione tra stato dielettrico (o stato non ionizzato) e stato conduttore (o stato ionizzato di plasma) in un gas a pressione p sottoposto ad un campo elettrico generato da due elettrodi posti a distanza d . La tensione di innesco o di transizione V_b , detta tensione di breakdown, è in prima approssimazione predetta dalla c.d. Legge di Paschen per cui V_b è funzione solo del prodotto pd . Maggiori dettagli possono trovarsi nell'appendice dedicata o nell'ampia letteratura specializzata.

La scelta degli interruttori veloci ricade su interruttori di tipo Spark Gap per le caratteristiche che possono soddisfare le esigenze del progetto.

Esistono tre tipologie fondamentali di Spark Gap a seconda del modo in cui viene innescata la scarica: a) passivi, b) triggerati elettricamente, c) triggerati a laser. Gli Spark Gap passivi hanno solo due elettrodi e si innescano spontaneamente quando la tensione applicata tra essi supera quella predetta dalla Legge di Paschen. Gli Spark Gap triggerati elettricamente usano tre elettrodi ed hanno bisogno di una unità di triggering esterna che innesci la scarica generando una differenza di potenziale tra uno dei tre elettrodi e gli altri due; esistono due diverse configurazioni dette rispettivamente *trigatron* ed *a distorsione di campo* (field distorsion). Nella configurazione trigatron l'innescio avviene tramite la microgenerazione localizzata di plasma grazie alla scintilla provocata da una candeletta simile a quella dei motori delle automobili. I trigatron sono gli Spark Gap più semplici da installare ed i meno costosi; presentano tuttavia in genere una induttanza maggiore, un jitter maggiore ed una durata di vita minore rispetto agli Spark Gap a distorsione di campo. Per le applicazioni che richiedono alte prestazioni, bassi jitter e basse induttanze la configurazione a distorsione di campo è senza dubbio la migliore. In essi l'innescio avviene portando ad una certa tensione uno dei tre elettrodi, di forma anulare, in modo che questo provochi una distorsione del campo elettrico e quindi la produzione degli elettroni necessari alla formazione del plasma. Gli Spark Gap triggerati a laser consistono di due elettrodi ed una lente che focalizza la radiazione laser in un punto predeterminato in cui avviene una microgenerazione di plasma che poi si estende e si propaga. Questo meccanismo offre il minore jitter e l'innescio più rapido, tuttavia il costo è veramente proibitivo dovendo ogni Spark Gap essere associato ad un laser.

Si ricorda che per jitter si intende la standard deviation, secondo una distribuzione gaussiana, dei tempi di breakdown; questi infatti sono governati da fenomeni stocastici che rendono il tempo di breakdown stesso una variabile aleatoria in senso probabilistico. Nel caso di debbano adoperare più Spark Gap simultaneamente ed in parallelo è quindi necessario che il jitter associato ad ognuno di essi sia il più basso possibile, in modo da garantire la maggior simultaneità possibile negli inneschi, a parità di ogni altra condizione. Per geometria dell'interruttore fissata e per pressione e tipo di gas fissati, il jitter diminuisce all'aumentare della tensione di lavoro, concordemente col fatto che quanto più il breakdown è survoltato tanto più rapido questo è.

Il recovery time (o tempo di apertura) di uno Spark Gap è tipicamente dell'ordine di alcuni millisecondi, quindi compatibile con le richieste del PFMA-1.

Poichè non esiste un solo Spark Gap in grado di sopportare ad 1 Hz di ripetitività il passaggio delle correnti dell'ordine del MA necessarie al funzionamento del PFMA-1 sarà necessario utilizzare in parallelo un numero di interruttori maggiore di 1. Poichè nel regime del MA la sincronizzazione della scarica tra i vari condensatori in parallelo è assolutamente imperativa, è quindi evidente che si deve optare per un interruttore con il minore tempo di jitter possibile. Questo implica, anche ricordando che più componenti in parallelo danno induttanze minori di

quelle dei singoli componenti e che per il PFMA-1 un'induttanza totale molto bassa è fondamentale, che la scelta sia orientata verso Spark Gap a distorsione di campo. Questi inoltre hanno anche una vita utile maggiore di quelli di tipo trigatron.

All'epoca della progettazione del dispositivo non esisteva in commercio uno Spark Gap che rispondesse a tutti i requisiti necessari al PFMA-1 elencati all'inizio di questo capitolo. Non era possibile rendere compatibile il vincolo di frequenza di ripetitività di 1 Hz con tutti gli altri.

Si è quindi reso necessario sviluppare uno Spark Gap apposito per il PFMA-1.

L'unico fornitore in grado di progettare e costruire a costi ragionevoli un tale Spark Gap è la statunitense REB III. Questa infatti aveva progettato, realizzato e testato un modello di Spark Gap, SG-182, di tipo trigatron che è in grado di soddisfare tutti i requisiti meno quello della ripetitività e del basso jitter. Apportando opportune e sostanziali modifiche a tale interruttore la REB III ha sviluppato l'interruttore SG-183 "Montecuccolino Type" che è sostanzialmente simile allo SG-182 salvo per il fatto che è di tipo field-distorsion e che, con opportuni sistemi di raffreddamento e di circolazione dei gas, è in grado di lavorare alla frequenza di ripetitività di 1 Hz rispondendo quindi a tutti i requisiti elencati all'inizio del capitolo. E' da ricordare pertanto che lo SG-183 rappresenta una evoluzione tecnologica molto importante dello SG-182. Quest'ultimo è attualmente impiegato in due sistemi di scarica capacitiva del National High Magnetic Field Laboratory dei Laboratori Nazionali americani di Los Alamos. La REB III inoltre è in grado di produrre Spark Gap in grado di accoppiarsi meccanicamente virtualmente con qualunque tipo di condensatore, grazie ad un particolare dispositivo denominato *coupler*. In questo modo, non essendo necessaria una linea di trasmissione tra condensatore ed interruttore, si annulla il contributo di induttanza che questa darebbe all'impianto. Questa considerazione porta senza dubbio alla scelta definitiva del numero di Spark Gap SG-183 da utilizzare: 32, uno per ogni condensatore. Il coupler che è stato prodotto quindi interfaccia il modello GA 32899 dei condensatori (stile Scyllac a bassa barriera per l'accoppiamento, vedi Tabella 4.1) con il modello SG-183 degli interruttori. Infine la REB III produce un dispositivo, denominato *shield canister*, che consente di chiudere il circuito, fornendo il ritorno della corrente al condensatore, innestandosi sull'anello a massa dei condensatori. Tale canister inoltre agisce, sebbene parzialmente, anche da schermo per il rumore RF generato dallo SG-183 durante la scarica.

Pertanto la scelta progettuale è di costruire una macchina massicciamente parallela, con 32 moduli in parallelo costituiti ognuno da un condensatore, un SG-183, un coupler ed uno shield canister. Il risultato è la assoluta minimizzazione del contributo di induttanza di questi dispositivi. L'insieme di coupler, SG-183 e canister, se operato con 4 cavi coassiali di scarica (vedi oltre) ha un'induttanza di circa 26 nH.

Ricordando che un condensatore GA 32899 ha un'induttanza di circa 30 nH (vedi Tabella 4.1) si ha che l'induttanza complessiva dei 32 moduli è pari a:

$$L_{\text{moduli}} \cong \frac{30 + 26}{32} = 1.8 \text{ nH}.$$

Si è detto che l'induttanza dello Spark Gap è di circa 26 nH se vengono utilizzati 4 cavi di scarica. Infatti un'altra accortezza con cui è stato progettato lo shield canister è quella di fornire l'output di corrente tramite o 2 o 4 cavi coassiali in parallelo. L'utilizzo di cavi coassiali è oltremodo importante per questo tipo di sistemi poichè la loro conformazione è tale da rendere la loro induttanza minima rispetto ad ogni altro tipo di linea di trasmissione; inoltre il ritorno del cavo coassiale, almeno parzialmente, scherma i disturbi RF generati dalla transizione pulsata della corrente nel conduttore ad alta tensione del cavo stesso. L'utilizzo di 4 output invece di 2 in parallelo per ogni modulo consente di ridurre ulteriormente l'induttanza associata ai cavi, di ridurre

l'induttanza dello Spark Gap (come si è detto) e di ridurre l'ampereaggio per cavo, incrementandone la vita utile. In totale quindi si prevede l'utilizzo di 128 cavi coassiali di potenza.

Range di tensioni (kV)	12-36
Corrente massima (kA)	200
Carica trasferibile (C)	0.5
Induttanza (nH)	26
Jitter (ns)	<2
Dimensioni (diametro, altezza, mm)	159, 125
Frequenza massima di ripetitività (Hz)	1

Si entrerà ora nei dettagli di SG-183. Tale interruttore utilizza due elettrodi emisferici ed un terzo elettrodo intermedio a forma di anello; la distanza tra i due elettrodi emisferici è indicata con d_g mentre quella tra l'elettrodo inizialmente ad alta tensione e l'elettrodo centrale è indicata con d_{fd} . Negli Spark Gap a distorsione di campo convenzionali sussiste la relazione

$$d_{fd} = \frac{d_g}{2}$$

mentre nello SG-183 è stata adottata una configurazione avanzata, detta *swinging cascade*, per cui vale la relazione

$$d_{fd} = \frac{2}{3} d_g .$$

All'interno dell'interruttore un'apposita circuiteria elettrica di bias (c.d. *resistor pack*) mantiene l'elettrodo centrale, detto anche elettrodo di triggering, ad un potenziale pari a $V_g/3$, dove V_g è la tensione tra i due elettrodi emisferici. I requisiti di hold-off di tensione sono soddisfatti dall'utilizzo di aria secca come gas dielettrico. L'interruttore è poi internamente raffreddato ad acqua deionizzata. Si utilizza acqua deionizzata poichè la sua resistività è talmente elevata da garantire isolamento elettrico tra le parti che sono direttamente connesse dal circuito di raffreddamento. Tale circuito è localizzato nel coupler. Inoltre l'acqua deionizzata garantisce che nel lungo periodo non si formino depositi calcarei nelle microtubazioni; questi infatti peggiorano lo scambio termico e possono quindi compromettere il raffreddamento dell'interruttore. Lo spazio di intercapedine tra l'interruttore vero e proprio e lo shield canister è invece riempito di SF6 ad una data pressione; l'utilizzo di questo gas ha un duplice scopo: stanti le sue ottime proprietà dielettriche minimizza l'effetto corona all'interno del canister (migliorando quindi le performance alle alte tensioni, incrementando la vita utile del dispositivo e riducendo al minimo l'induttanza date le ridotte distanze adottabili tra canister e Spark Gap a parità di tensione) ed inoltre funge anche da coolant. Infatti uno scambiatore di calore in alluminio anodizzato è installato sopra la piastra superiore dello switch ed è a diretto contatto con l'SF6. Tale gas deve quindi essere fatto circolare in circuito chiuso e poi costantemente raffreddato da un apposito chiller. Anche l'acqua deionizzata deve essere fatta circolare e deve essere raffreddata da appositi dispositivi che ne garantiscano il filtraggio da microparticelle metalliche, che potrebbero essere erose e quindi trasportate nel passaggio entro l'interruttore (peggiorando la resistività del fluido), e ne garantiscano la costante deionizzazione. Tali dispositivi dedicati hanno impiego tipico nei laser di potenza e necessitano di una particolare cura nella scelta dei materiali poichè l'acqua deionizzata è in

assoluto il fluido più corrosivo che si conosca. Una stima grezza della potenza termica dissipata nello Spark Gap funzionante ad 1 Hz di ripetitività è di circa 300-400 W per Spark Gap; probabilmente circa 100 di questi sono asportati dall'SF6, i restanti dall'acqua deionizzata. Il riscaldamento degli Spark Gap è dovuto principalmente all'interazione del plasma interno all'interruttore con i materiali costitutivi ed in misura molto minore alla dissipazione ohmica. Si ricorda inoltre che un corretto raffreddamento è fondamentale per evitare dilatazioni termiche relative che, modificando la geometria delle connessioni, porterebbero a consistenti leakage dei fluidi, ad una variazione della loro pressione, e quindi ad un malfunzionamento ed alla distruzione del sistema. L'assenza di raffreddamento porterebbe nel giro di poche decine di secondi, ad 1 Hz di ripetitività, alla completa fusione del dispositivo.

L'aria secca è invece a perdere. Un'alternativa più costosa e più onerosa all'aria secca dal punto di vista della gestione d'impianto è l'azoto ultrapuro. Per operare a tensioni più basse (nel caso si vogliano fare particolari test od esperimenti) di quelle di targa è consigliato usare gas puri come l'argon, il neon o l'idrogeno. La vita utile degli elettrodi è stimata in circa 100000 shots; qualora si dovessero verificare malfunzionamenti dovuti all'usura degli elettrodi è possibile sostituirli senza cambiare tutto lo Spark Gap. Ogni singolo elemento dell'interruttore è costruito adottando la tecnologia detta del *current gasket*, fondamentale per il regime delle alte frequenze e delle alte correnti (vedi Capitolo xxx). Alcuni o-ring in Viton garantiscono le tenute pneumatiche tra i vari componenti. Lo shield canister è dotato di 4 connessioni per i cavi coassiali di scarica, 1 connessione per il cavo coassiale di carica del condensatore, un connettore BNC per il prelievo di segnale da una bobina B-dot per il monitoraggio della scarica (vedi Capitolo xxx), una valvola di sfianto di sicurezza tarata per evitare l'eccessiva pressurizzazione dell'SF6 (questa provocherebbe danni al coperchio e potrebbe provocare la condensazione dell'SF6 stesso), 6 connettori ultrarapidi, di cui 4 di tipo *double shut-off* (per SF6 e per H2O) e 2 di tipo *single shut-off*, della Swagelok per gli ingressi e le uscite dell'aria secca, dell'acqua deionizzata e dell'SF6 (rispettivamente per tubi di diametro esterno pari a 6, 6 e 10 mm) ed una cavità per l'installazione della c.d. *trigger head*, cioè la parte terminale delle *Pulse Forming Lines* che consentono l'innesco dello Spark Gap. Il coperchio dello shield canister è amovibile grazie all'utilizzo di particolari viti filettate. Tutte le connessioni dei cavi coassiali sono ottenute grazie alla tecnologia Multilam della Multicontact



Fig.1..17) Particolari del coupler e dello shield canister

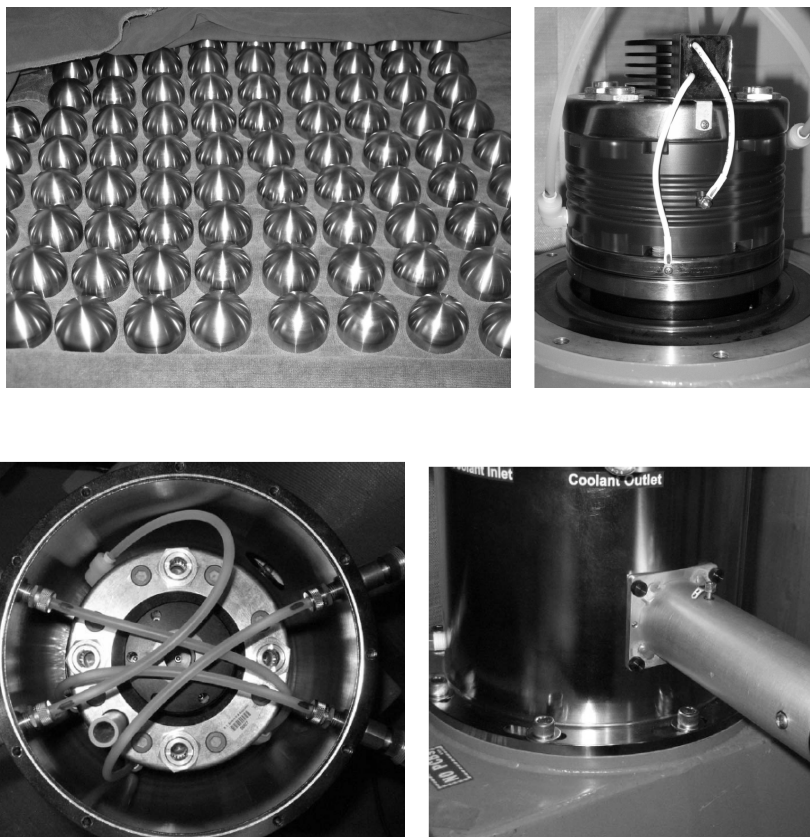


Fig.1.18) Particolari degli elettrodi durante la fase di produzione, dello switch montato sul condensatore, della vista interna con canister e linee dei fluidi montate, dell'innesto della trigger head.

La scelta dei materiali costruttivi e delle tecniche di lavorazione per lo SG-183 è fondamentale per garantirne un corretto funzionamento ed una lunga durata di vita. Ad esempio gli elettrodi sono realizzati per sinterizzazione massiccia di una lega di tungsteno; è infatti dimostrato che per ampiezze di impulsi di corrente inferiori ai 10 μ s elettrodi realizzati in leghe di tungsteno che contengano dal 10 al 30 % di rame mostrano tassi di erosione minimi, inferiori anche a quelli di elettrodi di tungsteno puro, grafite, leghe di molibdeno e tungsteno, rame puro od ottone. Per questo modello di Spark Gap gli elettrodi sono fissati alle piastre tramite particolari viti di tipo Torx Plus (dette anche Torx II); in questo modo essi possono essere rimossi, una volta usurati, e sostituiti con facilità. Inoltre gli elettrodi usurati possono essere reinviati alla ditta produttrice che li può rilavorare e quindi possono essere reimpiegati per un certo numero di cicli di vita. La riduzione di spessore dell'elettrodo dopo la rilavorazione può essere compensata da appositi "shims" in ottone. Poichè gli elettrodi contengono al loro interno degli o-ring in Viton, c'è un limite massimo al loro riutilizzo; al termine ultimo della loro vita utile, il materiale di cui sono costituiti può essere reimpiegato per la produzione di nuovi elettrodi. L'elettrodo centrale di triggeraggio è in inox ed è costruttivamente studiato in modo da incorporare degli speciali canali di flusso in grado di spazzare via il gas in ristagno, adiacente alla parete laterale dello switch, durante il funzionamento ripetitivo. Ristagni di gas sono tassativamente da evitare nel modo più assoluto. Il materiale di cui è costituito l'isolante delle pareti laterali è il polyetherimide, prodotto dalla General Electric, che è decisamente superiore alle plastiche comunemente in commercio in termini di rigidità dielettrica, temperatura massima di esercizio e resistenza all'ablazione radiativa. Altro importante accorgimento utilizzato: il coupler è realizzato in monoblocco

tramite fusione in centrifuga per evitare problemi di distacco delle eventuali semicalotte, per eliminare possibili path indesiderati di corrente e per annullare la resistenza di contatto tra le parti.

Importante per il corretto funzionamento dello SG-183 è una precisa pressurizzazione dello shield canister con SF₆. La valvola di sfiato posta sul coperchio del canister è tarata per 20 kPa. Durante il funzionamento ripetitivo lo SF₆ ha anche funzione di vettore termico e quindi deve essere fatto circolare ed essere raffreddato. Lo scopo principale della presenza dell'SF₆ entro il canister è tuttavia quello di isolare elettricamente molte parti interne garantendo la minima induttanza possibile. Un breakdown interno al canister da un condensatore caricato a 30 kV produce danni significativi e pertanto deve essere assolutamente evitato. Le due aree maggiormente a rischio sono l'isolante principale del condensatore e tutti i tubi e cavi che penetrano il canister; questo è dovuto al pericolosissimo fenomeno del surface tracking sui dielettrici plastici. Lo shield canister viene quindi riempito di SF₆ spostando l'aria interna verso il foro di uscita sul coperchio del canister stesso. L'ingresso del gas è posto sulla parete laterale del canister nel punto più basso possibile; la differenza di peso molecolare tra l'aria e l'SF₆ viene sfruttata per spostare l'aria stessa verso l'alto, senza mescolamento, purchè sia mantenuto un rigorosissimo moto laminare nel flusso di SF₆ in ingresso. Deve essere tolto il maggior quantitativo di aria possibile poichè tale gas ha una rigidità dielettrica molto inferiore a quella dello SF₆ e perchè in genere il contenuto di vapor d'acqua disperso nell'aria è dannoso per lo switch. Il volume di gas interno al canister è di circa 4.3 normal-litri. Per spurgare un canister dall'aria è consigliato un flusso di SF₆ pari a circa 2 litri/m per almeno 2.5 minuti. La purezza dello SF₆ deve essere almeno del 99.8%.

Riferimenti bibliografici capitolo 1

- [1] M Sumini, D Mostacci, F Rocchi, M Frignani, A Tartari, E Angeli, D Galaverni, U Coli, B Ascione, and G Cucchi. Preliminary design of a 150 kJ repetitive Plasma Focus for the production of 18-F. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 562:1068_71, 2006. 7, 8, 23, 78
- [2] J S Brzozko and V Nardi. High yield of 12C(d,n)13N and 14N(d,n)15O reactions in the plasma focus pinch. Physics Letters A, 155:162_8, 1991. 9, 22
- [3] A. Bernard, P. Cloth, H. Conrads, A. Coudeville, C. Gouylan, A. Jolas, C. Maisonnier, and J. P. Rager, "The dense plasma focus: A high intensity neutron source," *Nucl. Instr. Meth.*, vol. 145, pp. 191–218, 1977.
- [4] H. Conrads, "Dense plasma focus as a neutron source for fusion research," *Nucl. Sci. Eng.*, vol. 106, pp. 299–307, 1990.
- [5] A. Fabbri, M. Frignani, S. Mannucci, D. Mostacci, F. Rocchi, M. Sumini, F. Teodori, E. Angeli, A. Tartari, G. Cucchi, Radiation protection of PFMA-1, a plasma focus for medical applications, Journal of radiological protection" 27 (2007) 465–470, Online at stacks.iop.org/JRP/27/465
- [5] G. Decker and R. Wienecke, "Plasma focus devices," *Physica*, vol. 82C, pp. 155–164, 1976.
- [6] J S Brzozko, K Melzacki, C Powell, M Gai, R H France III, J E McDonald, G D Alton, F E Bertrand, and J R Beene. Breeding of 1010/s radioactive nuclei in a compact plasma focus device. In J L Duggan and AIP I L Morgan, editors, Application of Accelerators in Research and Industry, 16th International Conference, pages 277_80, 2001. 9, 10, 22
- [7] J W Mather. Plasma Physics, Part B, volume 9, chapter Densa Plasma Focus, pages 187_249. Academic Press, New York, 1971. 4, 6, 8, 69, 101

- [8] N V Filippov, T I Filippova, and V P Vinogradov. Dense, high-temperature plasma in a noncylindrical 2-pinch compression. Nuclear Fusion Supplement, 2:577, 1962. 4
- [9] M. Frignani, Simulation of Gas Breakdown and Plasma Dynamics in Plasma Focus Devices, Phd. Thesis
- [10] G. Correa-Reina, F. Casanova, M. Venere, C. Moreno, H. Bruzzone, A. Clausse, Computational simulation of Plasma Focus, CP563, Plasma Physics: IX Latin American Workshop, 2001 American Institute of Physics, 1-56396-999-8/01

CAP 2 Panoramica sulla fisica ed i modelli del Plasma Focus

2.1 La dinamica della scarica PF ed i modelli circuitali

Le macchine PF di potenza sfruttano la scarica rapida di uno o più condensatori sul carico resistivo-induttivo offerto dal gas in bassa pressione che riempie la camera da vuoto [1]. La resistenza totale del circuito, salvo casi eccezionali e dopo che il breakdown del gas si sia completamente sviluppato, è sempre minore del valore critico $2(L/C)^{1/2}$ per cui si ottiene il tipico andamento temporale di corrente e tensione oscillatorio smorzato (under-damped discharge) [2]. L'approssimazione di ordine zero per la descrizione matematica macroscopica dello sviluppo temporale della scarica è quindi la classica soluzione del circuito RLC a parametri concentrati e costanti. Così come gli altri scenari che verranno presentati, la soluzione delle equazioni di un circuito la corrente e le sue derivate sono nulle all'istante $t=0$, si presta bene all'approccio risolutivo tramite trasformate di Laplace per sistemi differenziali lineari a valore iniziale.

Una prima implementazione al modello tiene conto del movimento della guaina di plasma e la conseguente variazione dell'induttanza del carico. Il modello, così detto snowplow per l'azione spazzante della guaina di gas ionizzato sul gas neutro che viene inglobato nel plasma, accoppia le equazioni del moto del gas alle equazioni circuitali esplicitando la relazione fra induttanza e corrente di scarica. La risoluzione per via numerica di tale modello, che potremmo definire approssimazione di ordine uno, consente di ottimizzare la progettazione della lunghezza degli elettrodi in modo da far coincidere l'istante in cui la corrente è massima con l'implosione della guaina di plasma. Già nella sua versione più semplice monodimensionale, tale modello consente di ottenere, rispetto al modello a parametri costanti, preziose informazioni sulle grandezze fisiche di interesse quali la velocità della guaina, la pressione magnetica esercitata su di essa per il campo auto-indotto, la variazione temporale dell'induttanza del carico e la sua influenza sulla corrente massima ottenibile e sull'aumento di tensione derivante. Un'ulteriore affinamento dell'approssimazione snowplow si ottiene inserendo la seconda dimensione e trattando il modello in simmetria cilindrica. Nel modello 1-D, in cui la guaina è rappresentata come una sorta di pistone piano e indeformabile, si può ottenere una buona descrizione del fenomeno se si separano le fasi principali del moto (distacco dall'isolante, rundown e collasso radiale), approssimandole con spostamenti in una dimensione. Tuttavia la continuità fra le fasi di un tale approccio è possibile solo ricorrendo a delle stime con l'introduzione di ipotesi più o meno stringenti sulle velocità nelle direzioni assiale e radiale. Il modello 2-D comporta una discretizzazione della curva rappresentativa della guaina di plasma i cui elementi vengono accelerati e deformati dalla pressione magnetica calcolata dalle equazioni del circuito. Un ulteriore ciclo di calcolo è necessario per ri-uniformare tale curva al termine di ogni iterazione temporale a causa dei diversi spostamenti e delle differenti deformazioni che i singoli elementi possono subire. Il maggiore costo computazionale e la complessità della modellizzazione portano però a diversi benefici dal punto di vista della descrizione fisica del fenomeno: la prima fase di formazione del plasma sul cilindro isolante ed il suo distacco da esso per iniziare la corsa verso la fine degli elettrodi è caratterizzata da un rigonfiamento della guaina che da una geometria cilindrica, imposta dalla forma dell'isolante che guida l'inizio della ionizzazione, passa ad una di tipo paraboloidica “umbrella-like” dettata dal decadimento del campo magnetico lungo il raggio, fin quando il diametro più esterno di questa tocca la parete cilindrica dell'elettrodo esterno. Tale variazione volumetrica della regione in cui agisce il campo magnetico non può essere caratterizzata con altrettanto

dettaglio dal modello 1-D. Durante il successivo rundown la differenza fra i modelli a 1 e 2 dimensioni non è altrettanto incisiva, in entrambi i casi si ottiene una variazione pressoché lineare nel tempo dell'induttanza del carico. Tuttavia, il modello 2-D, mantenendo comunque informazioni sulla curvatura della guaina e sull'andamento radiale del campo magnetico, è più inerente alla realtà fisica rispetto al modello 1-D in cui tali grandezze sono mediate o dedotte. In ultimo la rappresentazione a 2 dimensioni consente, con le opportune ipotesi, di estendere la descrizione del fenomeno all'aggiramento dell'elettrodo interno fino alla implosione della guaina. Quantitativamente, sebbene questa ultima fase impegni una frazione temporale dell'ordine del 10% rispetto alla durata del rundown, il rapido rigonfiamento del volume della regione in cui è confinato il campo magnetico comporta un aumento dell'induttanza dell'ordine di un fattore 2 relativamente al valore di fine rundown, con valori che possono variare da caso a caso in relazione alla geometria elettrodica, con conseguenti aumento della tensione interelettrodica ed abbattimento della corrente. Si ottiene così una descrizione temporale più esatta dell'istante in cui si verifica il pinch.

Fenomeni secondari, ma non influenti sia per l'efficienza che per il dimensionamento della macchina, sono gli effetti delle capacità parassite, inevitabili lungo le linee di trasmissione, e gli effetti dovuti alle variazioni di resistività dei plasmi durante il procedere delle scariche, in particolar modo il crollo che si verifica all'innesco del breakdown.

L'introduzione di capacità parassite nel circuito equivalente a parametri concentrati comporta l'immissione di una seconda maglia che matematicamente si traduce in una seconda equazione nel sistema differenziale a valore iniziale sopra citato. Fisicamente, nei casi di interesse investigati, si ottiene la sovrapposizione di due diverse oscillazioni smorzate nelle onde di corrente e tensione. La risoluzione analitica di tale sistema si complica notevolmente rispetto al semplice RLC. Verranno di seguito trattati due approcci: nel primo caso si considera un circuito ideale a resistenza nulla composto da due rami capacitivo-induttivi proiettato all'analisi delle oscillazioni secondarie (ripple) sovrapposte alle primarie descritte dal modello RLC; il secondo approccio considera la seconda maglia costituita da un carico puramente resistivo posto in parallelo alla capacità della trasmissione, utile per lo studio degli spike di tensione che si osservano sperimentalmente durante le prime decine o centinaia di nanosecondi delle scariche finché si può considerare che il plasma non si sia completamente formato o che la sua conducibilità non sia ancora sufficientemente elevata da costituire il canale preferenziale di passaggio della corrente.

La descrizione del breakdown nei gas è un problema tutt'altro che semplice a lungo investigato dai fisici dell'ultimo secolo. Sono infatti numerosi i fenomeni atomici che intervengono in tale processo per cui una rappresentazione dettagliata sia matematica che numerica del fenomeno esula dagli scopi di questo lavoro. Inoltre va menzionato che una macchina come il PF presenta l'innesco dello stato di plasma sia negli interruttori in cui la pressione è dell'ordine dell'atmosfera, sia nella camera di reazione a pressioni dell'ordine del mbar. Già questa differenza porta ad approcci e trattazioni abbastanza diverse del fenomeno. Verrà riportata nel paragrafo successivo sia una panoramica sulle teorie più accreditate per la descrizione della ionizzazione a valanga dei gas, sia un approccio più grossolano macroscopico che consente però di inserire facilmente questi effetti nella analisi circuitale del dispositivo. Particolare attenzione deve essere infatti riversata negli effetti che i tempi di innesco del breakdown in camera riflettono sulla evoluzione della scarica ai fini dell'ottimizzazione ingegneristica delle macchine PF.

2.2 La scarica RLC

La base di partenza per lo studio della dinamica di una macchina plasma focus è l'RLC. Nel circuito in figura sono rappresentati la capacità totale C del banco caricato a tensione V_0 , l'induttanza L e la resistenza R totali del circuito. L'equazione che governa il fenomeno della scarica del condensatore su di una resistenza ed una induttanza, con cui si schematizza la maglia contenente il PF cortocircuitato, è la seguente equazione di Kirchoff per le tensioni :

$$L \frac{\partial I}{\partial t} + RI + \frac{1}{C} \int_0^t I dt^* = 0; \quad \Rightarrow \quad L \frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + R \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{1}{C} q = 0;$$

con l'ovvio significato dei simboli R, L, C rispettivamente per resistenza, induttanza e capacità complessive del circuito, mentre $I(t)$ è la corrente che fluisce nell'apparato e $q(t)$ la carica sui condensatori. A partire da un istante $t=0^+$ immediatamente successivo alla chiusura dello spark gap, si ricavano le condizioni iniziali in base alle due seguenti considerazioni: la continuità dell'andamento temporale della corrente, ovviamente nulla finché rimane aperto l'interruttore, porge:

$$I(0^-) = I(0^+) = q'(0^+) = 0;$$

Immaginando che il tempo di carica sia stato sufficientemente lungo perché si sia esaurito il transitorio di carica, si suppone che la tensione sui condensatori sia uguale a quella erogata dal trasformatore di alimentazione. In queste ipotesi la carica presente sulle piastre sarà:

$$q(0^+) = CV_0$$

che rappresenta la seconda condizione necessaria per risolvere il circuito. La tensione V_0 è fornita dal secondario del trasformatore di alimentazione ai condensatori. La trasformazione secondo Laplace dell'equazione che esprime il transitorio risulta :

$$L[s^2 \tilde{q}(s) - sq'(0^+) - q(0^+)] + R[s\tilde{q} - q'(0^+)] + \frac{\tilde{q}}{C} = 0;$$

sostituendo le condizioni iniziali, dopo alcuni passaggi, si giunge all'espressione per la carica trasformata:

$$\tilde{q} = CV_0 \frac{(Ls + R)}{\left(s^2 L + sR + \frac{1}{C}\right)};$$

La funzione così trovata, soddisfa il lemma di Jordan modificato all'infinito per le funzioni analitiche, per cui si può ricorrere al teorema dei residui per l'antitrasformazione. I due poli che annullano il denominatore sono i punti:

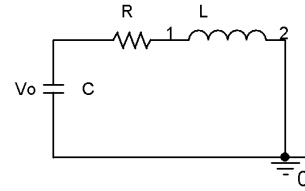


Fig 2.1) Circuito RLC

$$s = \frac{-R \pm \sqrt{R^2 - 4L/C}}{2L};$$

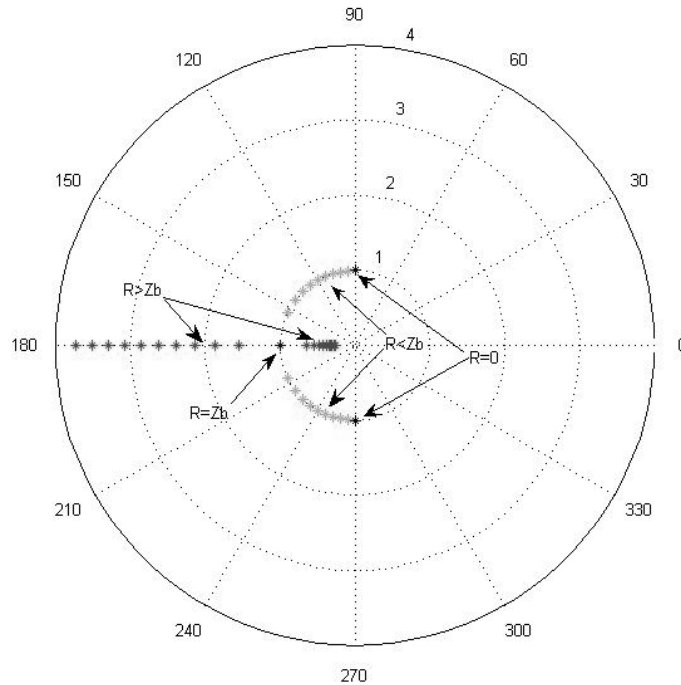


Fig 2.2) Distribuzione dei poli s sul piano immaginario per un circuito RLC in funzione del rapporto R/Zb

che risultano essere reali o complessi coniugati in base alla condizione che $R \geq 2(L/C)^{1/2}$ o $R < 2(L/C)^{1/2}$. In figura è rappresentata la distribuzione dei poli sul piano complesso per $0 < R < 2Zb$ con $Zb = 2(L/C)^{1/2}$.

Le induttanze tipiche sono dell'ordine $10^{-9} : 10^{-7}$ mentre le capacità variano $10^{-6} : 10^{-3}$. Nelle applicazioni di interesse la somma delle resistenze offerta dagli elementi circuitali è mantenuta al di sotto dei valori critici di smorzamento nell'ordine dei mΩ. I due poli risulteranno quindi complessi coniugati, localizzati nei punti :

$$s = -\alpha \pm i\omega; \quad \text{dove} \quad \alpha = \frac{R}{2L}; \quad \omega = \frac{\sqrt{4L/C - R^2}}{2L};$$

Utilizzando il teorema dei residui si trova la soluzione antirasformata:

$$q(t) = CV_0 \left[\frac{(L(-\alpha - i\omega) + R)}{-2i\omega} e^{(-\alpha - i\omega)t} + \frac{(L(-\alpha + i\omega) + R)}{+2i\omega} e^{(-\alpha + i\omega)t} \right];$$

che dopo alcuni passaggi viene ricondotta alla formula più comprensibile:

$$q(t) = CV_0 e^{-\frac{R}{2L}t} \left(\cos(\omega t) + \frac{R}{2\omega L} \sin(\omega t) \right)$$

da cui è facile intuire come ci si possa aspettare un andamento oscillatorio, causato dall'opposizione di fase tra i fenomeni di caricamento delle induttanze e dei condensatori, detti componenti reattivi, smorzato esponenzialmente col decorrere del tempo a causa della dissipazione di energia sulle resistenze (potenza attiva).

E' usuale che il contributo della resistenza si possa ritenere trascurabile nelle applicazioni di interesse. Si può facilmente dimostrare che con valori $R^2 \cong 10^{-6}$ rispetto a $4L/C$ dell'ordine $10^{-1} : 10^{-3}$ non si commetta un errore

rilevante, dell'ordine del punto percentuale, nell'approssimare : $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}}$.

In particolare la soluzione del caso ideale di conduttori perfetti a resistenza nulla porge la soluzione puramente oscillatoria:

$$q(t) \xrightarrow{R \rightarrow 0} CV_C \cos\left(\frac{t}{\sqrt{LC}}\right).$$

La derivata temporale della carica elettrica porge l'equazione che descrive il passaggio di corrente nel circuito:

$$I(t) = CV_C \left[-\frac{R}{2L} e^{-\frac{R}{2L}t} \left(\cos(\omega t) + \frac{R}{2\omega L} \sin(\omega t) \right) + e^{-\frac{R}{2L}t} \left(-\omega \sin(\omega t) + \frac{R}{2\omega L} \omega \cos(\omega t) \right) \right] = ;$$

$$= -CV_C e^{-\frac{R}{2L}t} \left(\frac{R^2}{4\omega L^2} + \omega \right) \sin(\omega t);$$

sostituendo il valore di ω nel termine d'ampiezza, dopo qualche passaggio l'espressione diventa:

$$I(t) = -\frac{2V_C}{\sqrt{4L - R^2}} e^{-\frac{R}{2L}t} \sin(\omega t);$$

o, volendo mantenere impliciti i parametri α ed ω :

$$I(t) = -\frac{V_C}{\omega L} e^{-\alpha t} \sin(\omega t) = I_0 e^{-\alpha t} \sin(\omega t).$$

La figura che segue riporta i grafici che descrivono gli andamenti di $V(t)$, $I(t)$ e delle potenze istantanee su C, R, L ottenuti con una simulazione PSpice utilizzando i dati : $C=300\mu\text{F}$, $L=500\text{nH}$, $R=10\text{m}\Omega$ ed una tensione iniziale sui condensatori $V_0=1\text{V}$:

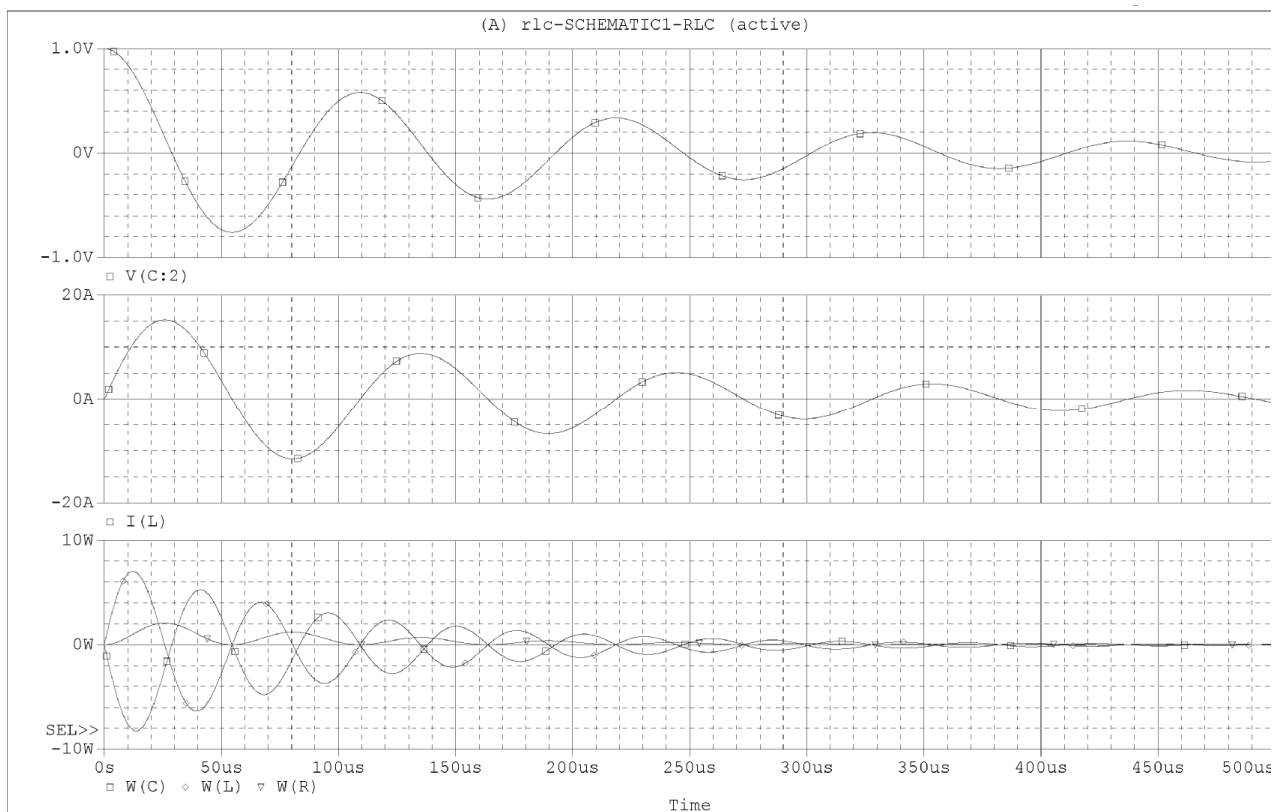


Fig 2.3) Andamenti di tensione al condensatore $V(C)$, corrente I e potenze istantanee W per il circuito RLC

Dai grafici si nota come l'energia rimbalzi fra la capacità e l'induttanza finché non viene completamente assorbita dalle resistenze. A tal scopo si riporta il grafico dell'energia cumulativa dissipata sulla resistenza

$$E(t) = \int_0^t W_R(t^*) dt^* = \int_0^t R \cdot I^2(t^*) dt^*$$

che dopo pochi cicli di oscillazione arriva al valore dell'energia totale inizialmente immagazzinata nel condensatore

$$E_c = CV_0^2/2 = 0.00015 \text{ [J]}.$$

Assunta la validità del modello teorico è immediato verificare che effettuando una misura dell'andamento della corrente che permetta di ricavare la frequenza, si risale al valore dell'induttanza del circuito, essendo noto quello di capacità e potendo ritenere trascurabile il contributo della resistenza su questa grandezza.

I valori attesi della corrente nelle applicazioni pratiche, da decine di kA fino ai MA, rendono praticamente proibitiva la misura diretta richiedendo il ricorso a sonde magnetiche elettricamente isolate dal circuito principale. Dall'espressione del profilo temporale ricavato è facile individuare, anche senza derivare, come il primo massimo corrisponda al primo istante per cui vale $\sin(\omega t) = 1$:

$$t_{\max} = \frac{\pi}{2\omega} = \frac{T}{4} \Rightarrow |I_{\max}| = \frac{2V_C}{\sqrt{\frac{4L}{C} - R^2}} e^{-\frac{R}{2L} \frac{T}{4}} = \frac{2V_C}{\sqrt{\frac{4L}{C} - R^2}} e^{2\sqrt{\frac{4L}{CR^2} - 1} \frac{\pi}{4}} \cong \frac{2V_C}{\sqrt{\frac{4L}{C} - R^2}}$$

Spesso si approssima tale valore all'espressione $|I_{\max}| = \frac{V_C}{\sqrt{\frac{L}{C}}}$, dove l'approssimazione è da ritenersi valida

sempre in virtù della trascurabilità del valore di R^2 rispetto al rapporto L/C . Un'altra stima che può essere dedotta immediatamente dal valore massimo della corrente è quello del campo magnetico massimo che viene generato durante queste prove. La legge di Biot-Savart stabilisce infatti che il valore del campo magnetico su di una qualunque circonferenza che circonda il conduttore percorso da corrente è dato dalla relazione $B(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$.

2.3 Il modello a 2 maglie LC e le prove di corto circuito

Nell'ambito di sistemi di potenza a scarica di condensatori, una tecnica piuttosto semplice che permette di valutare i parametri reattivi del circuito elettrico è quella di operare delle scariche in cortocircuito [3]. Ipotizzando che la resistenza totale di tutti i componenti sia trascurabile ai fini della descrizione, il circuito si può semplificare notevolmente. I componenti che influenzano la scarica sono unicamente le capacità e induttanze del banco, della trasmissione e del

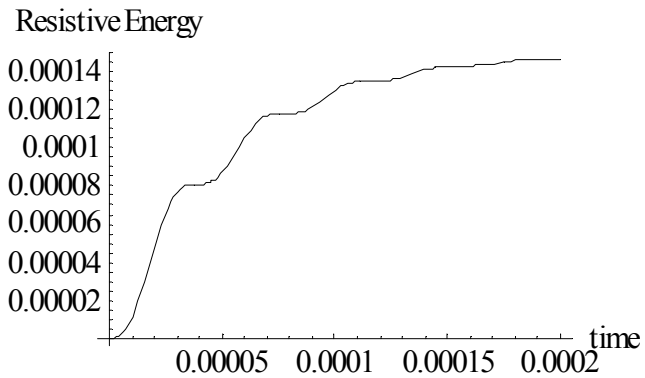


Fig 2.4) Energia resistiva dissipata per effetto Joule

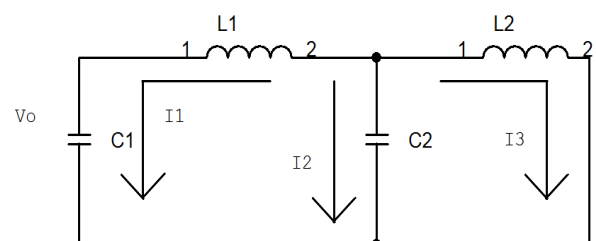


Fig 2.5) Circuito a 2 maglie LC

collettore. La capacità della trasmissione + collettore = $C2$ si suppone essere molto minore rispetto a quella del banco $C1$, mentre le induttanze dei diversi rami sono confrontabili.

Di seguito si presenta la soluzione analitica del circuito LC a due maglie mostrato in figura:

Ipotesi : Condensatore $C1$ caricato a tensione V_0 . Resto del circuito inizialmente scarico. $C2 \ll C1$.

$$\begin{cases} I_1(0) = I_2(0) = I_3(0) = 0 \\ V_{C1}(0) = V_0 \\ V_{C2}(0) = 0 \end{cases} \quad \forall t < 0$$

Sistema L-trasformato

$$\begin{cases} \left(L1 \cdot s + \frac{1}{C1 \cdot s} \right) \tilde{I}_1(s) + \frac{V_0}{s} = \frac{\tilde{I}_2(s)}{C2 \cdot s} \\ L2 \cdot s \cdot \tilde{I}_3(s) = \frac{\tilde{I}_2(s)}{C2 \cdot s} \\ \tilde{I}_1(s) + \tilde{I}_2(s) + \tilde{I}_3(s) = 0 \end{cases}$$

Focalizzando su $I2$ si ottiene:

$$\tilde{I}_2(s) = \frac{V_0 \cdot L2 \cdot C1 \cdot C2 \cdot s^2}{L1 \cdot L2 \cdot C1 \cdot C2 \cdot s^4 + (L1 \cdot C1 + L2 \cdot C2 + L2 \cdot C1) \cdot s^2 + 1} = \frac{V_0 \cdot L2 \cdot C1 \cdot C2 \cdot s^2}{a \cdot \left(s^4 + \frac{b}{a} \cdot s^2 + \frac{1}{a} \right)}$$

$$a = L1 \cdot L2 \cdot C1 \cdot C2;$$

$$b = L1 \cdot C1 + L2 \cdot C2 + L2 \cdot C1$$

Le radici che annullano il denominatore sono i poli della funzione in esame; è facile verificare che $p_{1,2}$, definiti come segue, sono sempre positivi; le radici del polinomio biquadratico sono quindi puramente immaginarie:

$$p_{1,2} = \frac{b \mp \sqrt{b^2 - 4a}}{2a} > 0 \quad \Rightarrow \quad (s^2 - p_{1,2}) = 0 \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} s_{1,2} = \pm i\sqrt{p_1} \\ s_{3,4} = \pm i\sqrt{p_2} \end{cases}$$

per cui si può esprimere $I2(s)$, da cui $V_{C2}(s)$, nella forma:

$$\tilde{I}_2(s) = \frac{V_0 \cdot s^2}{L1 \cdot (s - s_1) \cdot (s - s_2) \cdot (s - s_3) \cdot (s - s_4)}$$

$$\tilde{V}_{C2}(s) = \frac{\tilde{I}_2(s)}{C2 \cdot s}$$

Le antitrasformate si ottengono facilmente da tabelle o col teorema dei residui:

$$I_2(t) = \frac{V_0}{L1} \frac{\sqrt{p_1} \sin(\sqrt{p_1} t) - \sqrt{p_2} \sin(\sqrt{p_2} t)}{p_1 - p_2}$$

$$V_{C2}(t) = \frac{V_0}{L1 \cdot C2} \frac{\cos(\sqrt{p_1} t) - \cos(\sqrt{p_2} t)}{-p_1 + p_2}$$

Quindi si ricavano le espressioni per $I_1(t)$ e $I_3(t)$

$$I_1(t) = V_0 \frac{(-1 + L_2 \cdot C_2 \cdot p_1) \sqrt{p_2} \sin(\sqrt{p_1} t) + (-1 + L_2 \cdot C_2 \cdot p_2) \sqrt{p_1} \sin(\sqrt{p_2} t)}{L_1 \cdot L_2 \cdot C_2 \cdot \sqrt{p_1 p_2} \cdot (p_1 - p_2)}$$

$$I_3(t) = V_0 \frac{\sqrt{p_2} \sin(\sqrt{p_1} t) - \sqrt{p_1} \sin(\sqrt{p_2} t)}{L_1 \cdot L_2 \cdot C_2 \cdot \sqrt{p_1 p_2} \cdot (-p_1 + p_2)}$$

Considerazioni sulle pulsazioni e sulle ampiezze dalle espressioni di p_1, p_2 .

E' utile notare che p_2 è sempre maggiore di p_1 per cui il contributo al segnale associato a questa frequenza si manifesta come ripple sull'oscillazione fondamentale. Considerando poi le espressioni delle ampiezze si deduce come il ripple dovrà essere evidente sulla tensione V_{C2} e sulla corrente I_2 , mentre potrebbe non essere apprezzabile né sulle correnti I_1 e I_3 né sulla tensione V_{C1} . A riprova di quanto affermato, in figura sono riportate le forme d'onda da simulazioni Pspice di un circuito con caratteristiche che rientrano nelle ipotesi adottate.

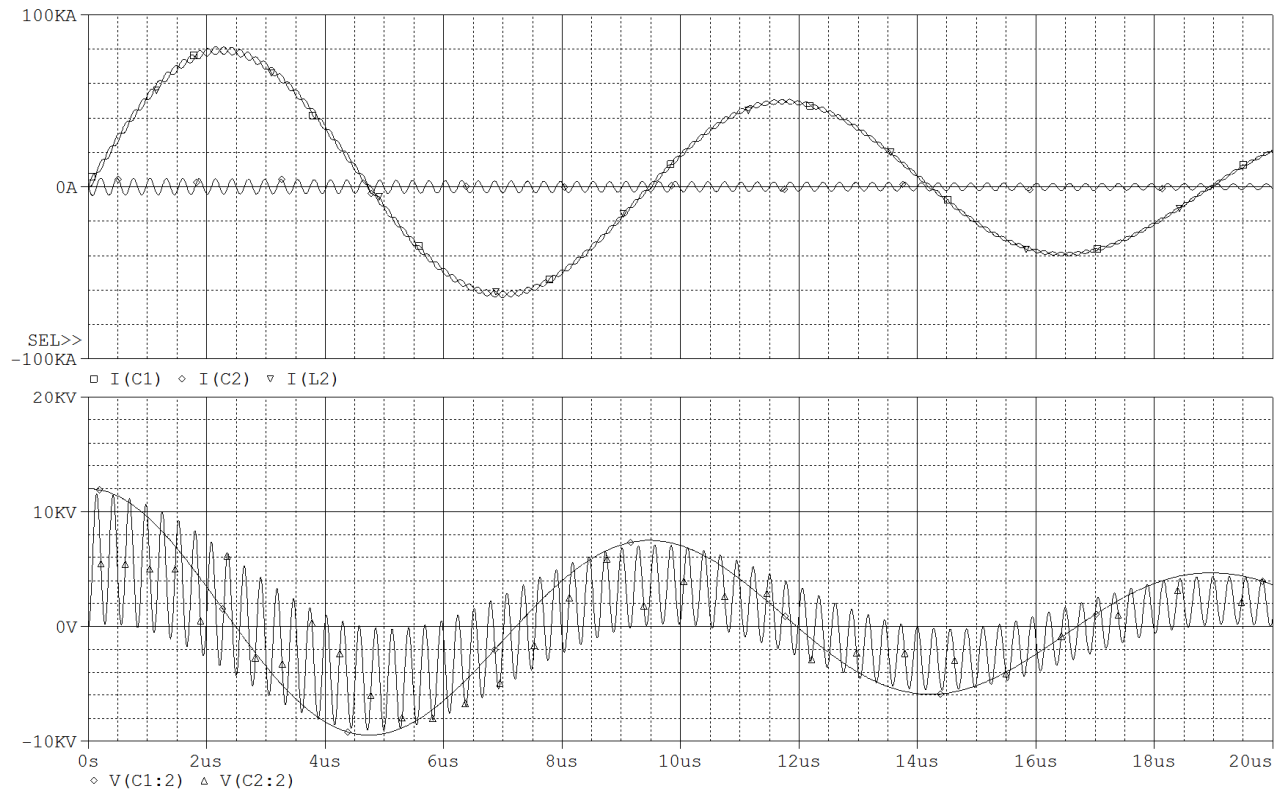


Fig 2.6) Andamenti tipici di tensioni e correnti per il circuito LC a 2 maglie

Matematicamente si può dimostrare che tramite un'espansione in serie delle espressioni di p_1 e p_2 attorno al valore $a=0$ e troncate al primo ordine, giustificabile se assunto che $C_2 \ll C_1$, si ottengono le forme semplificate:

$$p_{1,2} = \frac{b \mp \sqrt{b^2 - 4a}}{2a} \Rightarrow \begin{cases} p_1 = \frac{b - \sqrt{b^2}}{2a} + \frac{\sqrt{b^2}}{b^2} + O(a) = \frac{1}{b} + O(a) = \frac{1}{(L1+L2) \cdot C1} + O(L1 \cdot L2 \cdot C1 \cdot C2) \\ p_2 = \frac{b + \sqrt{b^2}}{2a} - \frac{\sqrt{b^2}}{b^2} + O(a) = \frac{b}{a} - \frac{1}{b} + O(a) = \left(\frac{1}{L1} + \frac{1}{L2} \right) \frac{1}{C2} - \frac{1}{(L1+L2) \cdot C1} + O(L1 \cdot L2 \cdot C1 \cdot C2) \end{cases}$$

Si nota come la pulsazione fondamentale $(p1)^{1/2}$ si discosta di una quantità trascurabile da quella del circuito LC di induttanza complessiva $L1+L2$, in cui non sia presente il ramo contenente $C2$. Il tutto ovviamente stante l'attendibilità delle ipotesi. Si noti come in virtù delle espansioni in serie si può esprimere :

$$p_2 \cong \left(\frac{1}{L1} + \frac{1}{L2} \right) \frac{1}{C2} - p_1.$$

Note le frequenze sperimentali $f1, f2$

$$f_{1,2} = \frac{\omega_{1,2}}{2\pi} = \frac{\sqrt{p_{1,2}}}{2\pi} \Rightarrow (\omega_{1,2})^2 = \frac{b \mp \sqrt{b^2 - 4a}}{2a} \Rightarrow a\omega_{1,2}^4 - b\omega_{1,2}^2 + 1 = 0 ;$$

sostituendo i valori di a e b si ottengono due equazioni in due incognite per $L2$ e $C2$:

$$C2 = \frac{C1}{1 - C1 \cdot L1 \cdot (\omega_1^2 + \omega_2^2) + C1^2 \cdot L1^2 \cdot \omega_1^2 \omega_2^2}$$

$$L2 = \frac{-1 + C1 \cdot L1 \cdot (\omega_1^2 + \omega_2^2) - C1^2 \cdot L1^2 \cdot \omega_1^2 \omega_2^2}{L1 \cdot C1^2 \cdot \omega_1^2 \omega_2^2}$$

2.4 Modello scarica modulare a N rami su carico resistivo-capacitivo

Il modello presentato in questo paragrafo [4] mira a descrivere la rampa di tensione sui piatti del collettore e sugli elettrodi principali ed il comportamento circuitale della macchina nelle prime decine di nanosecondi, appena prima che si instauri l'onda di corrente nel plasma. Il circuito analizzato, affetto da semplificazioni, è composto da un condensatore che fa le veci del parallelo dei moduli del banco, gli interruttori e linee di trasmissione ideali in serie, rappresentati dai parametri concentrati equivalenti R, L, C , ed il carico RC parallelo dovuto alla capacità parassita del collettore più le resistenze che riferiscono a massa il piatto HV.

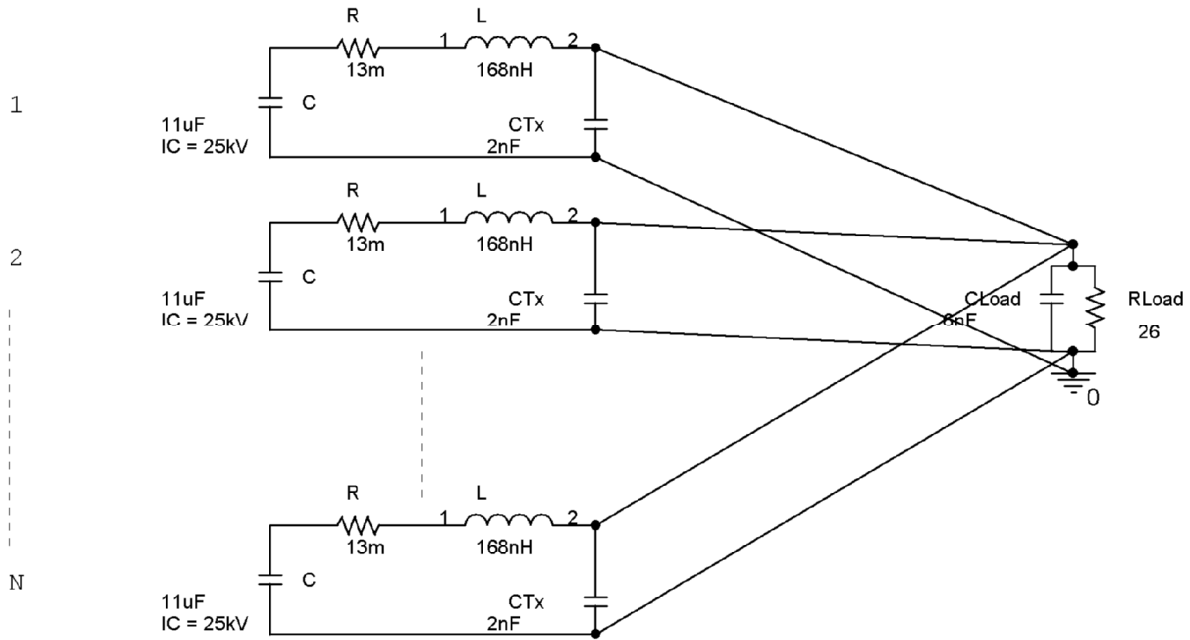
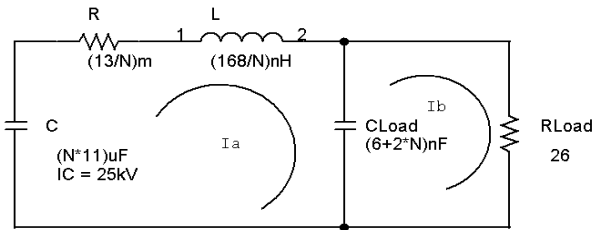


Fig 2.7) Circuito modulare a N rami ed equivalente a due maglie.



Questa scelta implica le ipotesi:

1) gli interruttori si chiudono istantaneamente così che solo le equivalenti R ed L costanti influenzano il circuito; sebbene questa approssimazione sia forte questo approccio vuole solo dare delle linee guida sul ruolo dei parametri relativi ai componenti lineari della macchina.

2) prima che il plasma in camera si accenda, il gas è un carico puramente resistivo. Inoltre, poiché il gas neutro offre una resistenza molto maggiore rispetto ai 26 Ohm dei resistori utilizzati per riferire a terra il piatto di alta tensione diversamente flottante quando il circuito è aperto. Quindi il parallelo delle due resistenze crolla al valore minore dei due. Questa assunzione può essere giustificata quantitativamente da risultati numerici.

Per mantenere l'applicabilità del modello ai diversi scenari che si possono ottenere utilizzando il banco modulare in maniera parziale, la dipendenza dal numero n di moduli scaricati viene lasciata esplicita. Così i parametri delle maglia di sinistra più la capacità totale della trasmissione sommata a quella del collettore, dipenderanno da n .

Il circuito può essere descritto matematicamente da un sistema differenziale del secondo ordine a valore iniziale.

Dopo trasformazione di Laplace si ottiene:

$$\begin{cases} \tilde{I}_a(s, n) = \frac{V_0}{L(n)C_{load}(n)R_{load}} \frac{1 + C_{load}(n)R_{load}s}{(s-s_1)(s-s_2)(s-s_3)} \\ \tilde{I}_b(s, n) = \frac{V_0}{L(n)C_{load}(n)R_{load}} \frac{1}{(s-s_1)(s-s_2)(s-s_3)} \end{cases}$$

Trovare delle espressioni maneggevoli delle radici del polinomio di terzo grado a denominatore non è cosa semplice. Tanti dei passaggi qui non riportati sono stati ottenuti con l'ausilio del codice di matematica simbolica Mathematica4. Definite le grandezze:

$$a(n) = \frac{1}{C(n)C_{load}(n)L(n)R_{load}}$$

$$b(n) = \frac{1}{C(n)L(n)} + \frac{1}{C_{load}(n)L(n)}(1 + R(n)/R_{load})$$

$$c(n) = \frac{1}{C_{load}(n)R_{load}} + \frac{R(n)}{L(n)}$$

Combinando poi le funzioni:

$$h(n) = 3b(n) - (c(n))^2$$

$$g(n) = -27a(n) - 2(c(n))^3 + 9b(n)c(n)$$

$$f(n) = \left(g(n) + \sqrt{4(h(n))^3 + (g(n))^2} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Ed infine:

$$\alpha_1(n) = -\frac{c(n)}{3} - \frac{\sqrt[3]{2}}{3} \frac{h(n)}{f(n)} + \frac{f(n)}{\sqrt[3]{2}3}$$

$$\alpha_2(n) = -\frac{c(n)}{3} + \frac{h(n)}{\sqrt[3]{4}3f(n)} - \frac{f(n)}{\sqrt[3]{2}6}$$

$$\omega(n) = \sqrt{3} \left(\frac{h(n)}{\sqrt[3]{4}3f(n)} + \frac{f(n)}{\sqrt[3]{2}6} \right)$$

Le espressioni esatte dei tre poli diventano:

$$\begin{cases} s_1(n) = \alpha_1(n) \\ s_{2,3}(n) = \alpha_{2,3}(n) \pm i\omega(n) \end{cases}$$

Il primo dei poli s_1 , è reale e sempre negativo mentre i rimanenti $s_{2,3}$ sono complessi coniugati a parte reale negativa per tutto il range di valori assunti plausibili per i parametri circuitali. Intuitivamente quindi il primo polo è responsabile della scarica capacitiva sulle resistenze mentre gli altri due danno origine alle oscillazioni smorzate durante il trasferimento di carica tra il banco di condensatori ed il carico resistivo capacitivo attraverso le linee resistive ed induttive. Inoltre dalle espressioni per $\omega(n)$, il numero di moduli che scaricano può essere dedotto in caso di malfunzionamento (misfiring o prefir di uno o più spark gap) comparando i valori di frequenza rilevati con quelli analitici. Poiché tali espressioni non sono banali l'ausilio del software Mathematica4 si è rilevato provvidenziale per caratterizzare i risultati nel dominio dei tempi dopo lunghe manipolazioni ed raggruppamenti dei coefficienti in gioco. La forma finale della funzione temporale della tensione sul collettore sul quale investighiamo la presenza di spikes (qui la dipendenza da n è omessa per semplicità) sarà:

$$V_{Load}(t) = \frac{V_0 \left((e^{t\alpha_1} - e^{t\alpha_2} \cos(\omega t)) \omega + e^{t\alpha_2} \sin(\omega t) (\alpha_2 - \alpha_1) \right)}{C_{load} L \omega (\omega^2 + (\alpha_2 - \alpha_1)^2)}$$

L'espressione così posta risulta semplice da quantificare numericamente e si può facilmente graficare usando strumenti informatici; tuttavia la complessità dei coefficienti la rende ostica ad una estensiva analisi mirata alla ricerca di correlazioni tra i parametri circuitali e la rampa di tensione.

Le waveform ottenute dall'espressione evidenziano l'apparire di un contributo oscillatorio smorzato di alta frequenza nella prima fase della scarica la cui ampiezza varia da 1.75 a quasi 2 volte quella della tensione di carica V_0 per $n=1:32$, mentre questo comportamento risulta praticamente non rilevabile sui condensatori del banco.

Stime ottenute numericamente sui vari termini delle espressioni dei due coefficienti di smorzamento e sulla frequenza permettono di identificare quelli il cui peso è maggiore; si sono così desunte le seguenti approssimazioni:

$$\begin{cases} \alpha_1(n) \ll \alpha_2(n) \\ (\omega(n))^2 \gg (\alpha_1(n) - \alpha_2(n))^2 \\ (\omega(n))^2 \cong \frac{1}{C_{load}(n)L(n)} \end{cases}$$

Che permettono di assumere una espressione semplificata della tensione sul carico $t \rightarrow 0$:

$$V_{Load}(t) \approx V_0 \left(1 - e^{t\alpha_2(n)} \cos \left(\frac{t}{\sqrt{L(n)C_{load}(n)}} \right) \right)$$

Applicando la definizione di OV all'ultima formula:

$$OV(n) = \frac{(\max(V_{Load}) - V_0)}{V_0} = \exp \left(\frac{\pi \alpha_2(n)}{\omega(n)} \right)$$

Per semplificare il confronto con dati sperimentali si assumerà l'istante di picco come il tipico time rise della rampa anziché il tempo fra il 10 ed il 90% del massimo come classicamente definito.

Le espressioni ottenute suffragate dai grafici riportati portano alla conclusione che l'induttanza della trasmissione non influisce sul picco di tensione che si ottiene ma ne determina i tempi di salita per il ruolo importante nella frequenza ma trascurabile nel coefficiente di smorzamento. Viceversa la capacità e la resistenza del carico pesano sul fattore α_2 . Gli andamenti mostrano che l'aumento della capacità e della resistenza del carico, che dilatano il tempo necessario perché questa si carichi, danno diminuzioni del fattore di smorzamento.

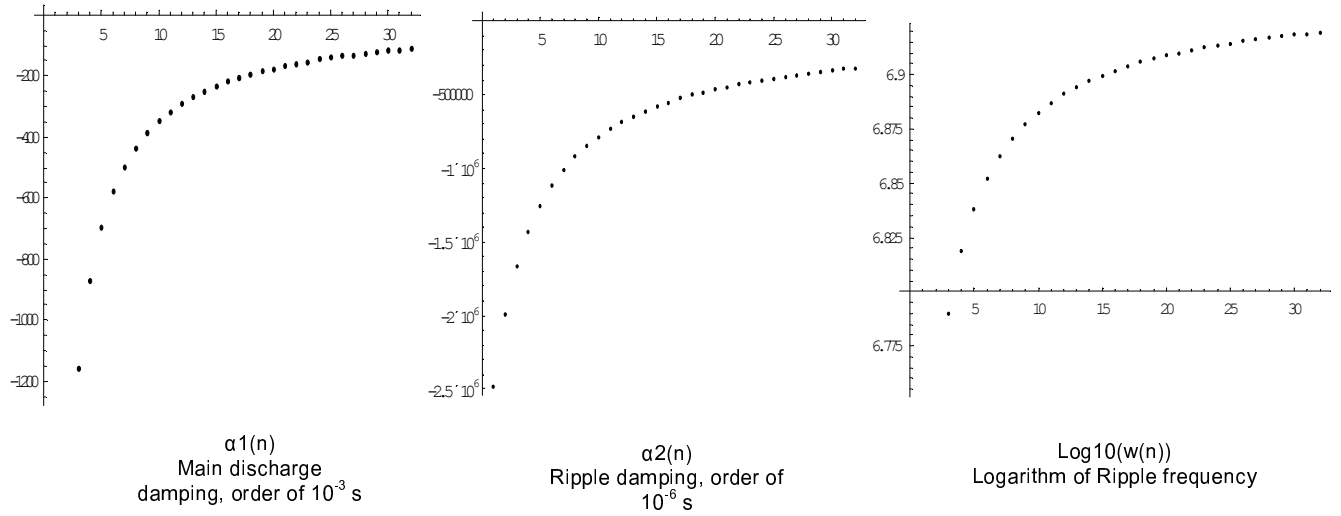


Fig 2.8) Variazioni dei parametri di smorzamento e frequenza dei poli $s_{1,2}$

Stime ottenute numericamente sui vari termini delle espressioni dei due coefficienti di smorzamento e sulla frequenza permettono di identificare quelli il cui peso è maggiore; si sono così desunte le seguenti approssimazioni:

$$\begin{cases} \alpha_1(n) \ll \alpha_2(n) \\ (\omega(n))^2 \gg (\alpha_1(n) - \alpha_2(n))^2 \\ (\omega(n))^2 \cong \frac{1}{C_{load}(n)L(n)} \end{cases}$$

Che permettono di assumere una espressione semplificata della tensione sul carico $t \rightarrow 0$:

$$V_{Cload}(t) \approx V_0 \left(1 - e^{t\alpha_2(n)} \cos \left(\frac{t}{\sqrt{L(n)C_{load}(n)}} \right) \right)$$

Applicando la definizione di OV all'ultima formula:

$$OV(n) = \frac{(\max(V_{Cload}) - V_0)}{V_0} = \exp \left(\frac{\pi \alpha_2(n)}{\omega(n)} \right)$$

Le espressioni ottenute suffragate dai grafici riportati portano alla conclusione che l'induttanza della trasmissione non influisce sul picco di tensione che si ottiene ma ne determina i tempi di salita per il ruolo importante nella frequenza ma trascurabile nel coefficiente di smorzamento. Viceversa la capacità e la resistenza del carico pesano sul fattore α_2 . Gli andamenti mostrano che l'aumento della capacità e della resistenza del carico, che dilatano il tempo necessario perché questa si carichi, danno diminuzioni del fattore di smorzamento.

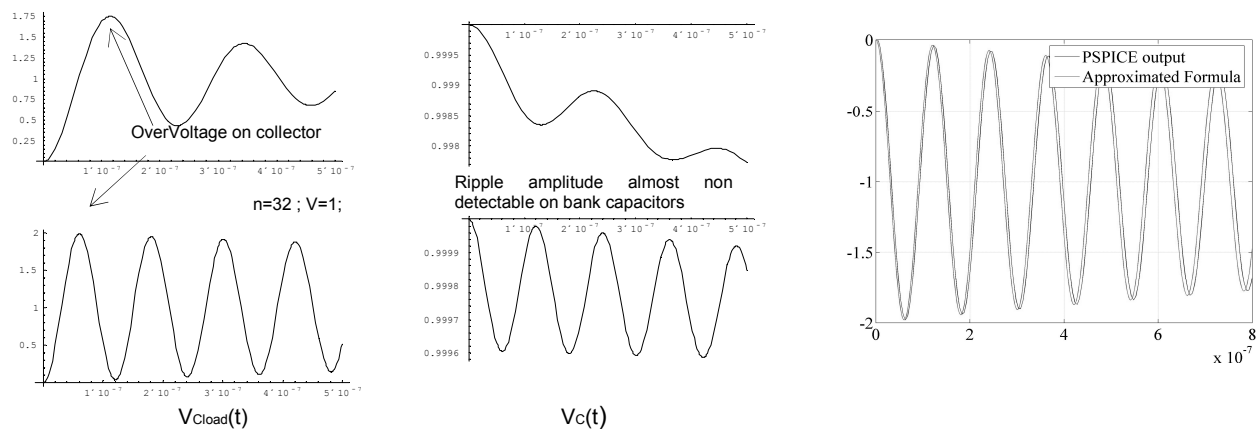


Fig 2.9) Andamenti delle tensioni cul banco e sul carico al variare del numero di moduli.e confronto fra simulazione Ppice e soluzione analitica semplificata per unite Voltage→ $V_O=1V$.

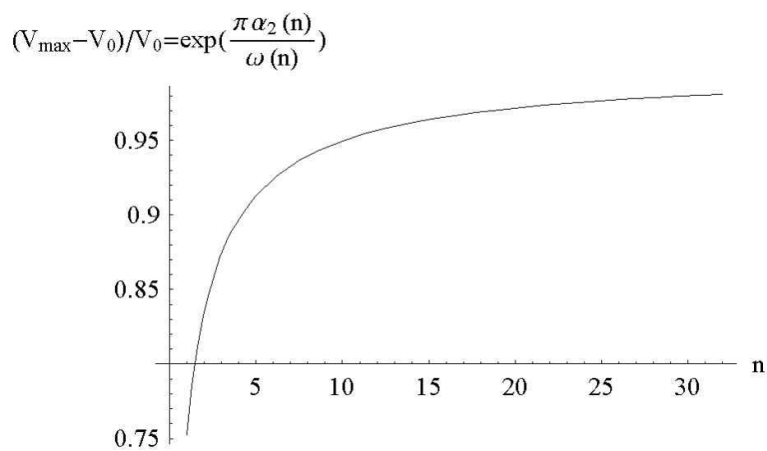


Fig 2.10) Valori attesi dell'Over Voltage in funzione del numero di moduli di scarica.

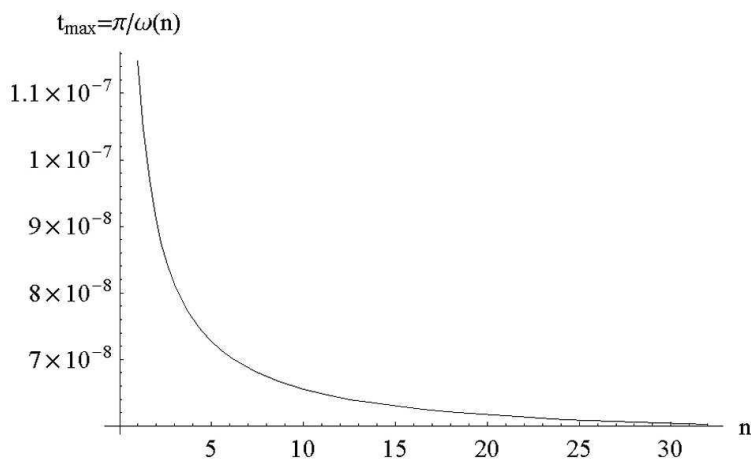


Figure 2.11) Istanti del primo massimo $t_{max}(n)$ in funzione del numero di moduli di scarica.

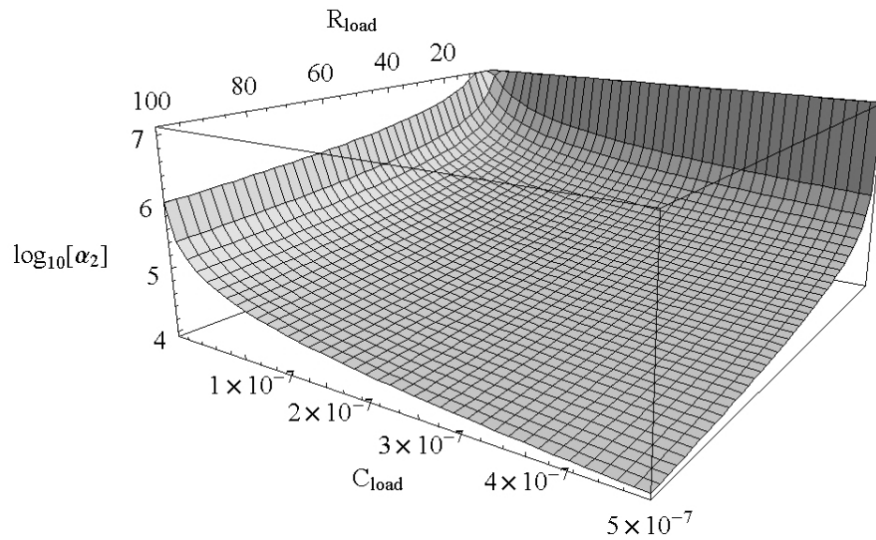


Fig 2.12) Influenza dei parametri del carico C_{load} e R_{load} sul fattore di smorzamento esponenziale del ripple $\alpha_2(R_{Load}, C_{Load})$.

Per concludere il paragrafo si ribadisce l'applicabilità del modello alla sola fase iniziale della rampa di tensione su collettore ed elettrodi , o al limite per un numero ridotto di rapide oscillazioni. Difatti alla rottura del gap per la formazione del plasma la resistenza di carico subisce una brusca variazione e l'induttanza del carico viene a coprire un ruolo fondamentale per l'andamento della scarica.

Si ritiene comunque che mediamente la rampa di tensione osservata negli esperimenti sia sufficientemente veloce per cui la rapida variazione dei parametri menzionata inizi e si sviluppi in tempi più lunghi.

2.5 Alcuni modelli per le resistenze variabili

Uno dei punti più delicati per descrivere matematicamente ed in maniera esaustiva l'evoluzione delle scariche nei gas è la valutazione dell'andamento della resistenza. La letteratura sull'argomento è vasta ed in questa sede si cercherà solo di presentare alcuni dei modelli che consentono un utilizzo relativamente facile per le applicazioni circuitali.

MODELLO A CADUTA DI TENSIONE IMPOSTA

Il primo modello presentato [5] è stato proposto da Buzzone, Moreno, Kelly appartenenti al gruppo di ricerca argentino sui plasma focus. Tale modello considera una formula per approssimare la caduta di tensione offerta da un gap rotto dalla formazione del plasma ed è stato adottato in simulazioni numeriche sia per la chiusura degli switch spark gap, sia per la formazione del breakdown in camera da vuoto. La formula in questione prende spunto da una formulazione simile alla distribuzione di Fermi-Dirac per l'energia elettronica nei metalli per approssimare un crollo di una funzione temporale prossimo ad un gradino. Così la caduta di tensione è espressa come

$$\Delta V(t) = V_0 \frac{\exp(-t_{trig}/t_f)}{\exp((t - t_{trig})/t_f)}$$

Dove V_0 è la tensione di carica cui è sottoposto il gap, t_{trig} è l'istante in cui il gap comincia a rompersi, t_f è un tempo caratteristico indicativo della velocità del crollo di tensione. E' facile dimostrare che utilizzando $t_{trig}=0$ si può definire t_{1pc} come il tempo che la tensione impiega a passare dal valore iniziale a 1/100 della stessa dato da

$$t_{1pc} = \log(199) \cdot t_f \cong 2.3 \cdot t_f$$

Questa funzione si presta ottimamente per modellizzare cadute di tensione in tempi finiti laddove si disponga di stime sperimentali per la velocità dell'innesco e ancor di più quando si voglia caratterizzare un innesco triggerato come nel caso degli spark gap. La figura presenta una serie di valutazioni dell'espressione in esame facendo variare il parametro t_f su una serie di passi equispaziati in scala logaritmica tra 1ns fino a 100ns e mantenendo $t_{trig}=1$ ns.

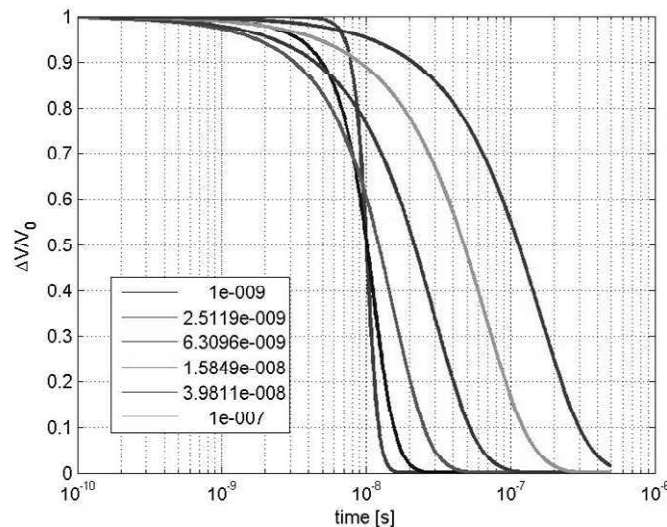


Fig.2.13) Modello a caduta di tensione per differenti t_f tempi caratteristici della velocità del crollo.

Tuttavia tale tecnica può risultare poco soddisfacente quando non si considera il breakdown imposto da sorgenti di ionizzazione esterne come per i gap sottoposti a tensioni inferiori a quella di autoinnesco e quindi triggerate ad un preciso istante. Se si vuole caratterizzare il self breakdown di un gap sottoposto a rampe di tensione improvvise di cui non si conosce il tempo di innesco è necessario imporre delle stime.

MODELLO A VALANGA ELETTRONICA

Un approccio più classico al problema è quello proposto da Korolev, Bykov, Korovin, dell' Institute of High Current Electronics di Tomsk in Russia utilizzato per descrivere la caduta di tensione su spark gap ad elevate pressioni nel range tra 20 e 90 bar [6]. Secondo la teoria di Townsend si considera l'instaurarsi della valanga elettronica in un gap sottoposto a differenza di potenziale. L'aumento della densità elettronica si può descrivere con l'equazione:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha v n \quad \Rightarrow \quad n(t) = n_0 \exp\left(\int_0^t \alpha v dt\right)$$

Dove α è il primo coefficiente di Townsend e v la velocità di drift. Indicando con V_0 la tensione di carica del circuito interrotto dal gap, con R la resistenza esterna, con $V(t)$ la caduta di tensione sul gap ed $I(t)$ la corrente che lo attraversa, si ottiene:

$$\frac{V_0 - V(t)}{R} = i(t) = i(0) \exp\left(\int_0^t \alpha v dt\right)$$

Considerando che la corrente iniziale può essere determinata come $i(0) = e^- N_0 v / d$ con e^- carica elettronica elementare, N_0 numero di elettroni totali nel gap e d lunghezza del gap, utilizzando l'approssimazione lineare per la velocità di drift $v = K V(t) / (pd)$, arrivano a dimostrare la formula per l'evoluzione temporale della caduta di tensione

$$\frac{dV}{dt} = -\left(1 - \frac{V}{V_0}\right) \frac{K \alpha V^2}{pd}$$

Applicando tale modello il gruppo sopra menzionato ha pubblicato risultati in sorprendente accordo con i dati sperimentali prodotti in un set-up in cui si utilizzava un generatore di onde quadre di tensione con tempi di salita dell'ordine del nanosecondo e ampiezze superiori ai 100kV, per cui sebbene interessante le condizioni sperimentali rispetto all'esperimento Plasma Focus sembravano troppo differenti per approfondire l'applicabilità del metodo. Rimane comunque molto apprezzabile la dipendenza che tale modello esplicita relativamente ai parametri di pressione e lunghezza del gap interelettrodico.

MODELLI DI ROMPE-WEITZEL E DI TOEPLER

Il modello di Rompe Weitzel ha il pregio rispetto ad altri modelli semi-empirici di correlare l'aumento di conducibilità del canale di scarica all'integrale d'azione della corrente e quindi all'energia dissipata per effetto joule nel gas durante la scarica. Tale modello trova applicazioni anche in campi diversi dalla fisica dei plasmi in tecnologie pulsed power dove si producono forti scariche in mezzi liquidi o solidi [7]. L'espressione che descrive il fenomeno è data da :

$$\sigma = \frac{1}{d} \left(\frac{2a}{p} \int_0^t i^2(t^*) dt^* \right)^{\frac{1}{2}}$$

Dove a è una costante empirica che dipende dal materiale in cui si crea il canale. La formula in esame, applicata ad un circuito inizialmente scarico prevede però una conducibilità inizialmente nulla e di conseguenza una resistenza infinita, per cui è necessario apportare alcune lievi variazioni o artifici matematici diversi per poter ottenere l'applicabilità della formula in analisi circuitali. Un approccio molto simile è quello noto come modello

di Toepler in cui la conducibilità è espressa con la formula $\sigma = \frac{K_T}{d} \int_0^t i(t^*) dt^*$ che presenta però il difetto di potersi applicare solo finché la corrente non si mantenga tale da non rendere negativo l'integrale per garantire la validità fisica.

In entrambi questi metodi l'estrazione di un parametro integrale di resistenza da associare al ponte di plasma che chiude il generico gap si deve stimare la dimensione del volume in cui si sviluppa la scarica o accoppiare le equazioni che descrivono la variazione geometrica della regione ionizzata. Nel caso di archi rettilinei fra due elettrodi si può applicare la formula di Braginskii che descrive la variazione del raggio del canale conduttivo. Nel caso di guaine la geometria elettrodica va considerata da caso a caso.

MODELLO DI BRUZZONE-ACUNA [8] AD ENERGIA DI IONIZZAZIONE

Il modello che segue assume che la potenza elettrica resistiva dissipata nel gas durante la formazione del plasma sia spesa totalmente nella ionizzazione degli atomi del gas. Partendo dalla definizione di resistività, assumendo che nella prima fase di applicazione del campo E solo gli elettroni subiscono accelerazioni significative da produrre ionizzazioni, si ha l'espressione:

$$\eta(t) = \frac{m_e}{e^2 n} (\nu_{ei} + \nu_{en}) = \frac{9.17 \cdot 10^{-3}}{(KT_e)^{\frac{3}{2}}} + 1.51 \cdot 10^4 \left(\frac{n_0}{n(t)} - 1 \right) (KT_e)^{\frac{1}{2}}$$

Il primo termine, noto anche come resistività di Spitzer, è relativo alle collisioni elettrone-ione; ha un contributo importante quando il plasma è fortemente ionizzato in modo che il grosso delle collisioni avvenga tra particelle cariche, e tende a diventare trascurabile o comunque molto ridotto con l'aumento della temperatura. Il secondo termine invece è preponderante durante la transizione di fase da stato neutro a stato conduttivo; è utile notare che il suo contributo tende a zero quando il numero di elettroni $n(t)$ è prossimo a quello degli atomi iniziali n_0 . Equiparando la potenza elettrica dissipata nel plasma al tasso di ionizzazioni si ottiene l'equazione:

$$\frac{V(t)^2}{R(t)} = \frac{V(t)^2 S}{\eta(t) d} = \varepsilon_{ion} S d \frac{dn}{dt}$$

Sostituendo l'espressione introdotta per la resistività si può riscrivere :

$$\frac{dn}{dt} \eta(t) = \frac{9.17 \cdot 10^{-3}}{(KT_e)^{\frac{3}{2}}} \frac{dn}{dt} + 1.51 \cdot 10^4 \left(\frac{n_0}{n(t)} - 1 \right) (KT_e)^{\frac{1}{2}} \frac{dn}{dt} = \frac{V(t)^2}{\varepsilon_{ion} d^2}$$

Considerando le seguenti posizioni , integrando termine a termine nel tempo tra gli istanti 0 e t, si ottiene un'equazione per $n(t)$ e T_e .

$$I_V(t) = \int_0^t V(t^*)^2 dt^*$$

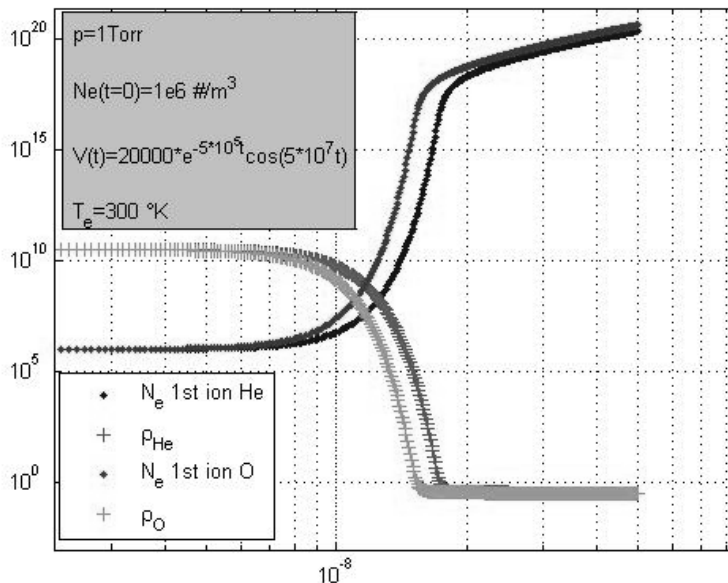
$$K1(T_e) = \frac{9.17 \cdot 10^{-3}}{(kT_e)^{\frac{3}{2}}}$$

$$K2(T_e) = 1.51 \cdot 10^4 (kT_e)^{\frac{1}{2}}$$

$$I_V(t) = \varepsilon_{ion} d^2 \left[\int_0^t (K1(T_e) - K2(T_e)) \frac{dn}{dt^*} dt^* + \int_0^t K2(T_e) \frac{n_0}{n(t)} \frac{dn}{dt^*} dt^* \right]$$

$$= \varepsilon_{ion} d^2 \left[(K1(T_e) - K2(T_e))(n(t) - n(0)) + K2(T_e) n_0 \ln \left(\frac{n(t)}{n(0)} \right) \right]$$

La risoluzione numerica dell'equazione trascendente per $n(t)$ permette di calcolare l'evoluzione della resistenza del volume di plasma note la rampa di tensione applicata, la temperatura elettronica e il numero iniziale di elettroni. Nonostante la difficoltà dell'applicazione quantitativa del modello sia per le approssimazioni sia per l'elevato numero di parametri in gioco, si possono trarre preziose informazioni sull'influenza qualitativa delle grandezze in input. La prima della figure che seguono mostrano l'influenza dell'energia di prima ionizzazione sull'evoluzione del fenomeno passando dal valore dell'elio a quello dell'ossigeno. Nella seconda si evidenzia invece l'influenza degli input. Si nota come la pressione iniziale ritarda l'innesco della valanga ma ne riduce i tempi di transizione. Un'altra influenza importante è quella della temperatura elettronica. Va sottolineato che l'autore del lavoro considera l'ipotesi che il breakdown possa essere considerato alla stregua di una transizione di fase termodinamica caratterizzata quindi da una temperatura costante. Tuttavia solo assumendo che la temperatura finale degli elettroni sia confrontabile all'energia di prima ionizzazione si possono ottenere valori di conducibilità tipici dei buoni conduttori. Questo aspetto si può riprodurre artificialmente imponendo nella funzione K2 una T_e prossima ai valori dell'energia di ionizzazione notando che questa influenza solo la fase finale della transizione quando la densità elettronica raggiunge la quasi saturazione. Per contro il grado di ionizzazione iniziale non influisce sui valori finali di saturazione.



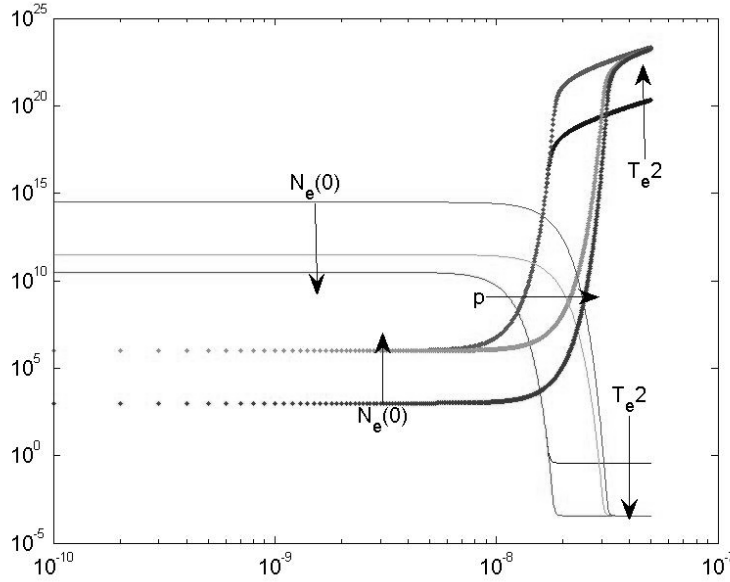


Fig 2.14) Andamenti di densità elettronica e resistività del plasma (pagina precedente) ed influenza dei parametri di input calcolati secondo il modello basato sull'equivalenza energia resistiva ed energia spesa per le ionizzazioni.

2.6 Applicazioni numeriche a modelli parametrici circuitali

L'approccio numerico permette di implementare più facilmente un codice 0-D alle differenze finite in cui possono essere introdotti gli effetti di variazione in tempi finiti più inerenti alla realtà fisica.

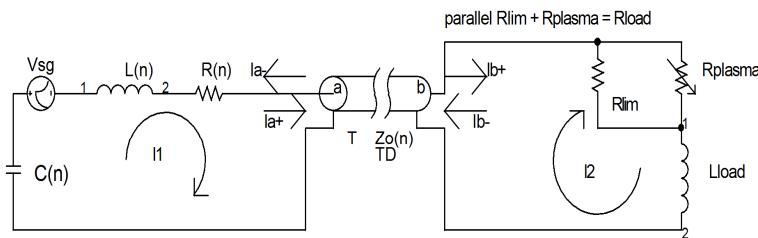


Fig 1.15) Circuito elettrico simulato col codice numerico.

L'analisi parametrica di questo modello circuitali è stata studiata per analizzare i parametri che influenzano lo spike iniziale di tensione che sperimentalmente si è osservato, come si vedrà più in avanti nel capitolo dedicato alle prove di laboratorio, che può essere considerato sia come Overshoot della tensione trasmessa sul carico, sia come OverVoltage rispetto alla tensione di breakdown statica, dell'ordine delle centinaia di Volt alle pressioni tipiche, quando i tempi di salita siano minori dei tempi di innesco o del completo sviluppo del breakdown. La descrizione che segue è stata oggetto di una pubblicazione sugli atti della conferenza IEEE-PPPS 2007 [9].

Il circuito in esame tiene conto della caratteristica modulare del banco di condensatori e della trasmissione.

La caduta di tensione $V_{sg}(t)$ sugli spark gap triggerati all'istante $t=0$ può essere descritta opportunamente dal modello di Bruzzone con la formula:

$$V_{sg}(t) = V_0 / (1 + \exp(t/t_f))$$

dove t_f può essere assunto o come valore caratteristico medio fornito dal produttore del modello di switch, oppure fatto variare entro un range di valori plausibili per studiarne l'influenza sulle correnti e tensioni;

Le linee di trasmissione coassiali possono essere assunte come ideali (a resistenza R e transconduttanza G nulle) per cui possono essere implementate semplicemente adottando le definizioni di tempo o ritardo di trasmissione TD ed impedenza caratteristica della linea Z e definendo le onde di corrente progressive e regressive ad ingresso ($Ia^{+,-}$) e termine linea ($Ib^{+,-}$) come mostrato in figura e come spiegato nel paragrafo descrittivo della teoria delle linee di trasmissione.

Per rappresentare la rapida decrescita della resistenza di plasma si è scelta una formula empirica che correli la caduta al riscaldamento Ohmico del plasma. Per poter considerare diverse velocità di transizione comunque legate all'onda di tensione incidente si è scelto di imporre i valori iniziale R_0 e finale R_∞ della transizione. La formula usata è dunque:

$$R_{plasma}(t) = R_\infty + \frac{R_0}{k \int_0^t \frac{V^2(t')}{R_{plasma}(t')} dt'}$$

Dove k è il parametro che determina la velocità della transizione e verrà fatto variare entro un range di valori reputati plausibili da considerazioni puramente numeriche. La tensione nell'integrale è la tensione $V(t) = Z_0 \cdot (Ib^+ - Ib^-)$ al termine della linea di trasmissione nulla fino a $t = TD$.

Inoltre si considererà una resistenza R_{lim} da 26Ω in parallelo al gap come effettivamente montata sulla macchina PFMA1 per evitare di mantenere flottante il piatto di alta tensione.

Facendo variare i tempi t_{lpc} di crollo di tensione degli spark gap ed indipendentemente il parametro k si può esaminare le influenze sugli output del codice numerico. Nelle figure che seguono sono mostrati gli andamenti di $V_{sg}(t)$, relativamente ai valori $t_{lpc} = [65, 130, 400]$ ns, poi quello di $R_{load}(t)$ con tali cadute V_{sg} per due differenti valori di k .

Successivamente la serie di 6 figure output del codice con le forme d'onda calcolate. Nella colonna di destra si utilizza $k = 0.1$, in quella di destra $k = 1$ facendo variare t_{lpc} ; si impone quindi una rapida ignizione del breakdown nella prima colonna, una più lenta nella seconda.

Si osserva come la prima fase dell'onda di tensione trasmessa è comunque sempre affetta da oscillazioni di ripple di frequenza dettata dai parametri induttivo-capacitivi della linea, ma lo smorzamento di questo transitorio è molto più influenzato dal rallentamento della caduta di tensione sugli spark gap che non dal crollo di resistenza nel plasma. Quest'ultimo effetto si ripercuote con maggior evidenza sul ritardo dell'onda di corrente che inizia la sua rampa solo quando la resistenza del carico è scesa almeno sotto il valore di smorzamento critico $2(L/C)^{1/2}$ del circuito RLC primario.

Un altro aspetto evidente è la reciproca esclusione delle cadute di tensione resistive e induttive sul carico. Si nota infatti come la caduta induttiva può manifestarsi solo quando la resistenza è crollata e la corrente può fluire nel circuito. Di conseguenza si può dedurre come la prima fase è caratterizzata da una dissipazione di energia puramente resistiva che viene spesa per ionizzare il plasma, successivamente si convertirà quasi unicamente in energia magnetica che ne provocherà il moto in base alla geometria elettrodica in cui si produce la scarica.

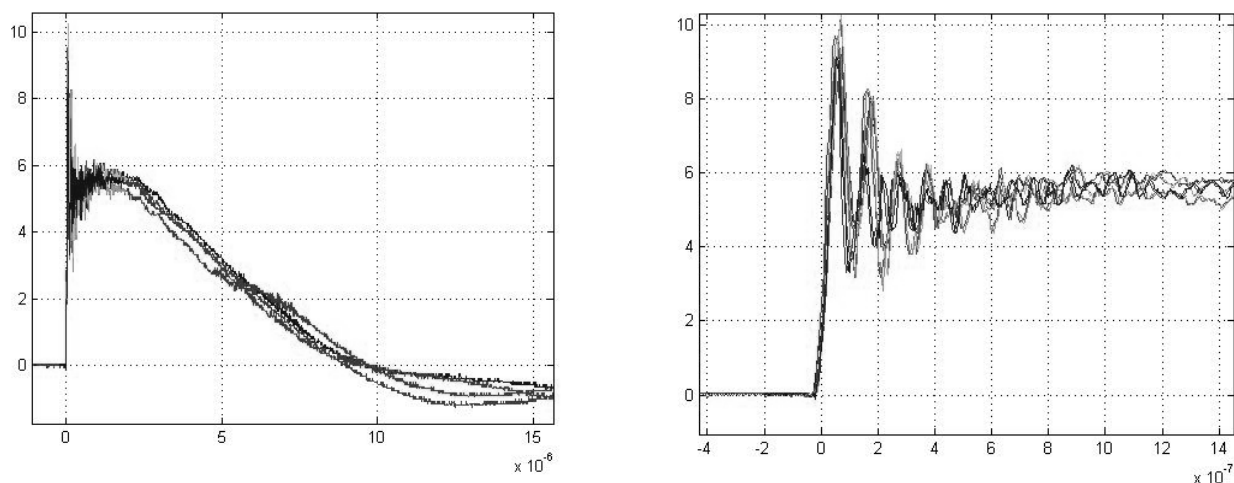


Fig2.16) La sovrapposizione dei segnali sperimentali da scariche plasma focus e lo zoom della fase iniziale vuole evidenziare il carattere sistematico del verificarsi dello spike di tensione iniziale e del riripple..

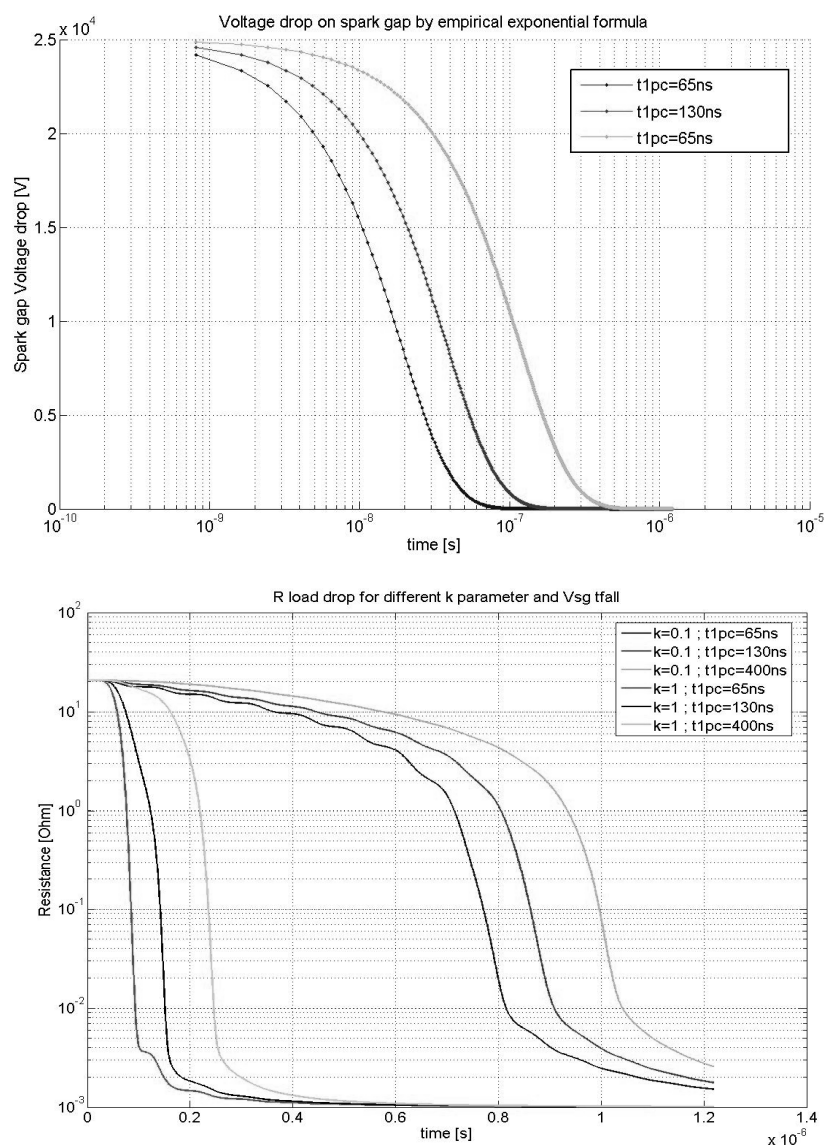


Fig2.17) Andamenti calcolati di $V_{sg}(t)$ al variare di t_{lpc} e di $R_{load}(t)$ al variare di V_{sg} e k .

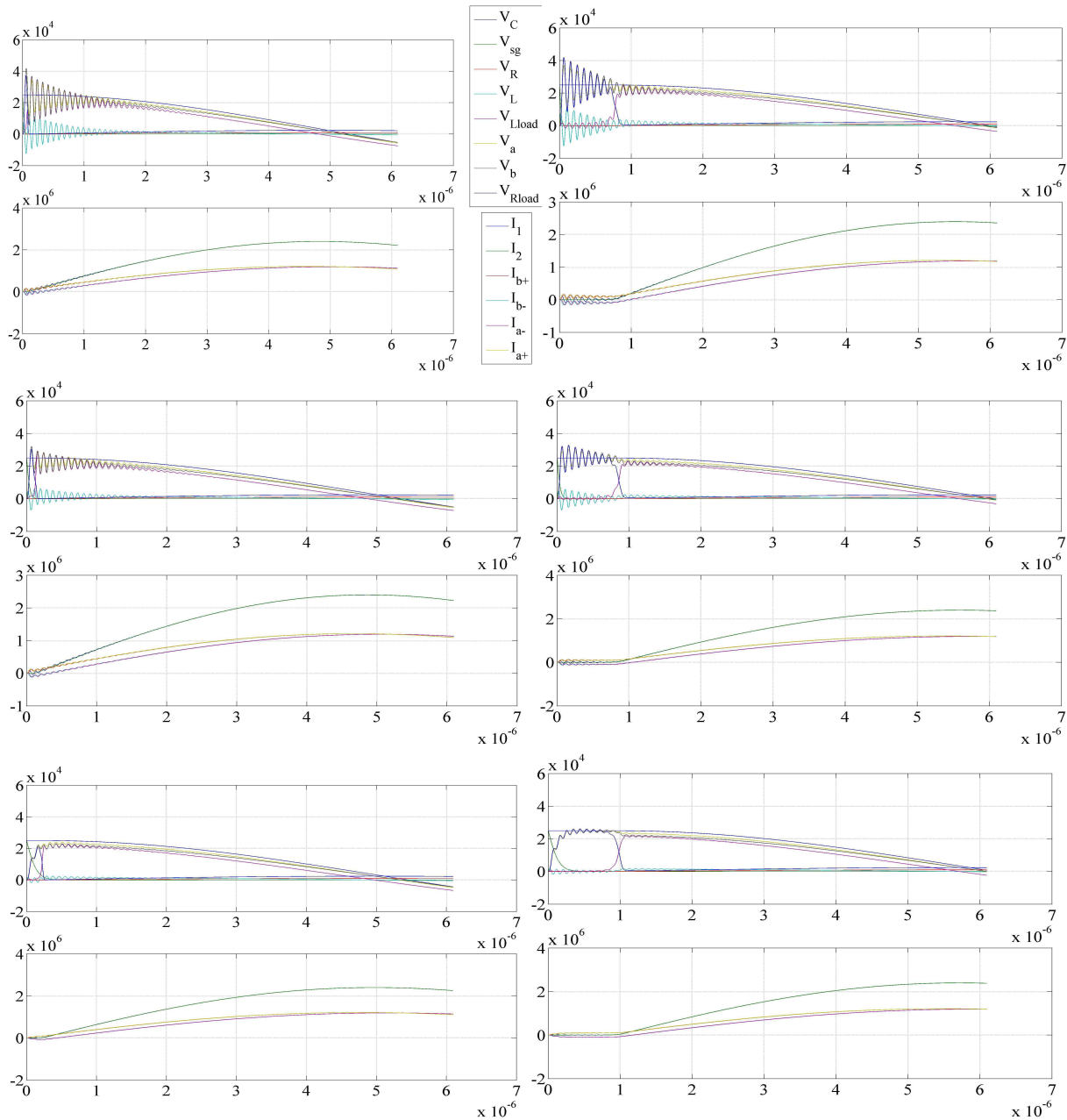


Fig.2.18) Output del codice numerico di figura 2.15.

2.7 Il modello snowplow 1D

La dinamica del moto della guaina di plasma viene descritta classicamente dal modello spazzaneve. Tale modello assume che una guaina di plasma uniforme si formi sulla superficie dell'isolante in modo da chiudere il circuito fra i due elettrodi principali; partendo da questa configurazione iniziale, la pressione magnetica, generata dal campo autoindotto a seguito della elevata corrente che fluisce nel plasma, spinge la guaina verso l'estremità aperta degli elettrodi variando il contributo che la regione magnetica in espansione apporta all'induttanza totale del circuito.

La versione più semplice accoppia alle equazioni di un circuito RLC le equazioni della dinamica del moto ridotte ad una dimensione spaziale.

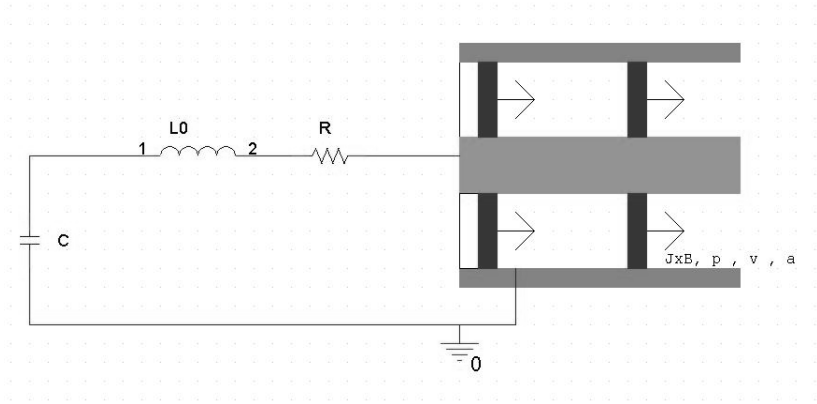


Fig2.19) Schematizzazione circuitale del modello snowplow 1D a variazione di induttanza lineare

La relazione che lega la variazione di induttanza all'avanzata della guaina si ricava semplicemente: considerando la geometria piana e indeformabile della guaina si ha che il contributo aggiuntivo all'induttanza totale del circuito dipende solo dalla coordinata $z(t)$ della guaina secondo la formula per l'induttanza di due conduttori coassiali:

$$L(t) = L(z(t)) = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{R_{out}}{R_{in}}\right) z(t)$$

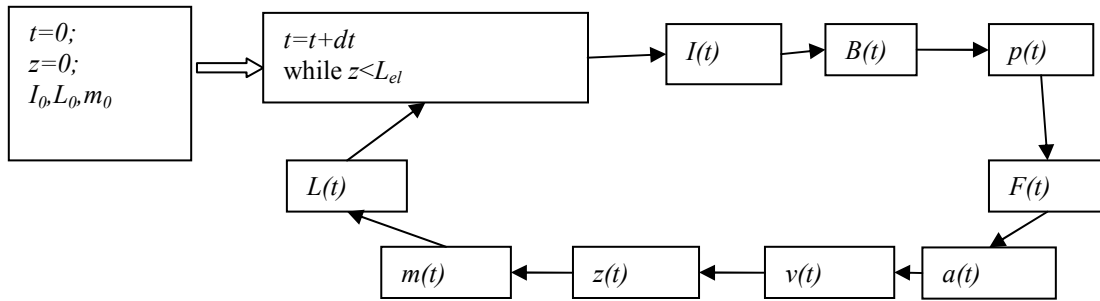
L'equazione del moto della guaina si ricava supponendo che l'accelerazione sia dovuta alla sola pressione magnetica, e che avanzando la guaina ingloba una frazione e del gas spazzato :

$$\begin{aligned} p(t) &= \frac{B(t)^2}{2\mu_0} \\ B(t) &= \frac{\mu_0 I(t)}{2\pi R_m} \\ m(t) &= m_0 + e\rho_0\pi(R_{out}^2 - R_{in}^2)z(t) \\ F &= p(t)\pi(R_{out}^2 - R_{in}^2) = \frac{d(mv)}{dt} = m_0\ddot{z} + m(t)\dot{z} \end{aligned}$$

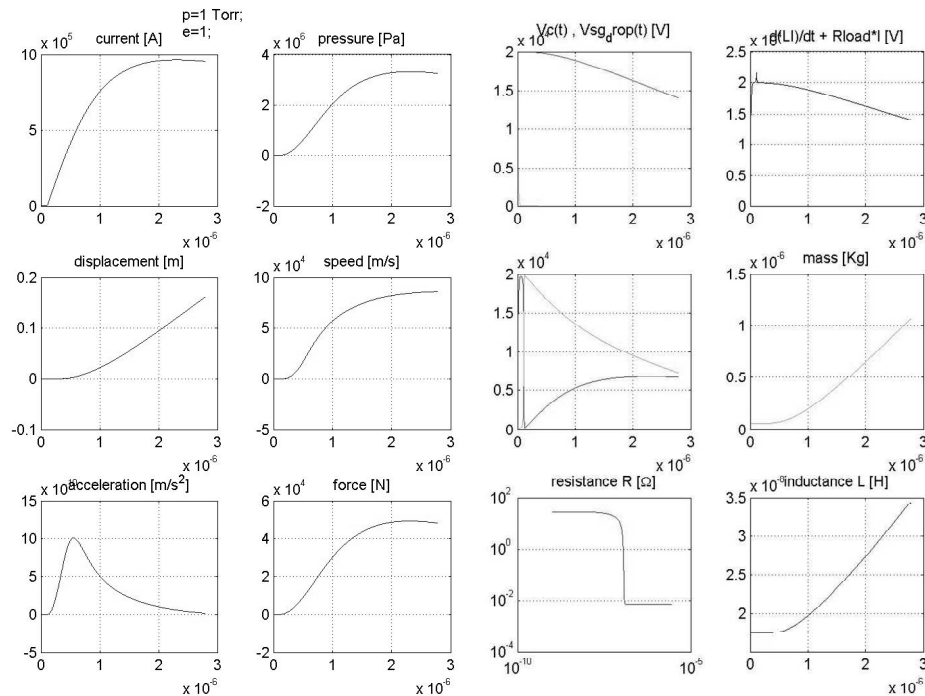
Completando il set di equazioni con l'equazione di circuito, adottato il modello RLC con induttanza variabile, si ha:

$$V_0 = \int_0^t \frac{I(t^*)}{C} dt^* + RI(t^*) + \frac{d}{dt}(LI)$$

Discretizzando le equazioni con tecnica alle differenze finite si possono ottenere gli andamenti delle grandezze elettrodinamiche I, B, L, p, F, m, v, a . Le condizioni iniziali risentono di approssimazioni o stime dettate dall'esperienza per i dati di resistenza R , massa iniziale della guaina m_0 ed efficienza e .



Sebbene il modello può risultare grossolano trascurando i processi di ionizzazione e ricombinazione nel trattare la fase di inglobamento di gas nel fronte di plasma, ha il pregio di delineare le principali correlazioni fra i parametri del gas e la dinamica della scarica. Una tipica applicazione è quella di determinare la pressione di riempimento migliore per il buon sincronismo fra massimo di corrente e fine del rundown. Tuttavia l'analisi dei risultati ne sottolinea i limiti e la forte dipendenza dai parametri A , peso atomico del gas, e e , efficienza di spazzamento, che determinano l'inerzia del fronte d'onda. Seguono 3 serie da 12 grafici che mostrano l'output fornito dal codice SP1D con i dati iniziali ($p=1$ Torr, $e=100\%$), ($p=12$ Torr, $e=100\%$), ($p=12$ Torr, $e=50\%$), $V_o=20$ kV, $A=4$; la simulazione termina quando la coordinata z dello spostamento della guaina raggiunge il termine degli elettrodi.



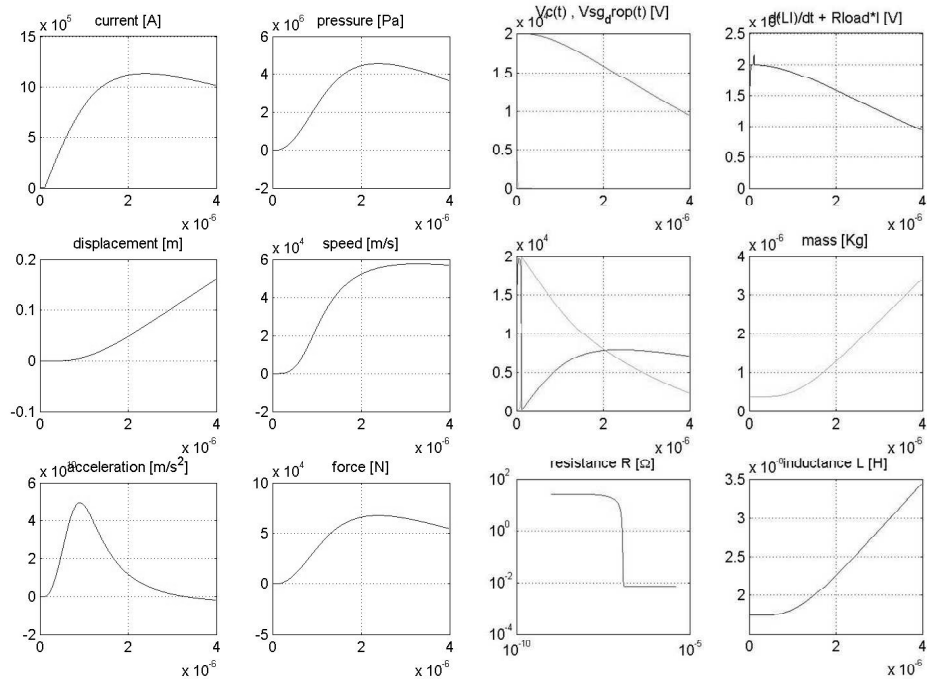
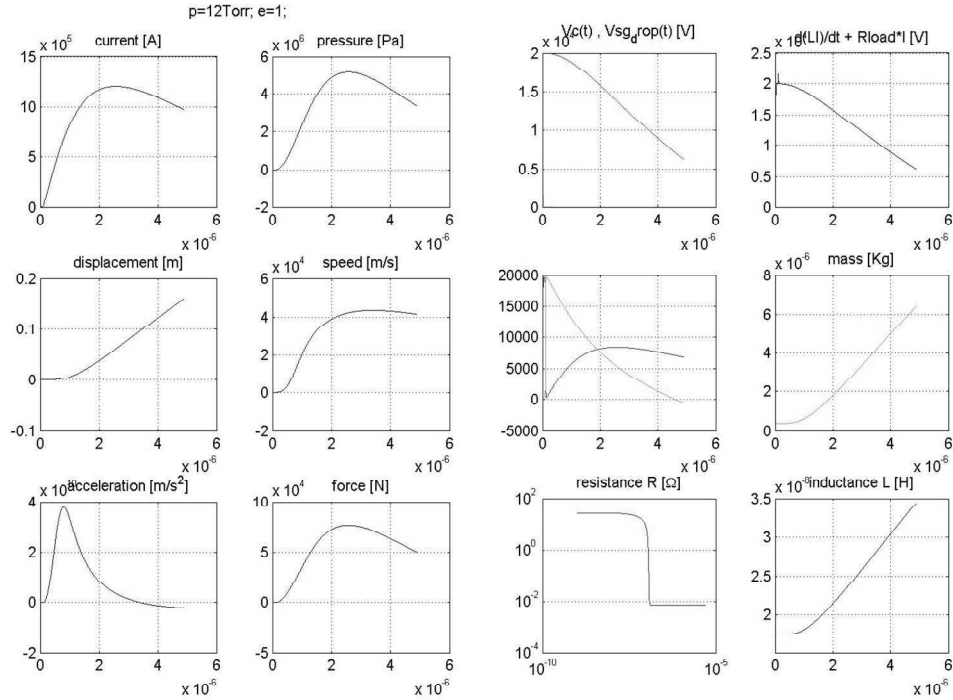


Fig2.20) Andamenti delle grandezze circuitali e dei parametri del moto previsti dal codice SPID.

Si nota come la minore di pressione e quindi la densità di gas in camera, ma anche l'efficienza e , permetta una maggiore rapidità del moto del plasma. Dal punto di vista elettrico si evince che l'onda di corrente risente della maggiore velocità essendo influenzata da un incremento di induttanza più rapido e quindi portata più velocemente allo smorzamento. Per contro quando la guaina è più lenta le correnti raggiunte sono maggiori. Un altro risultato notevole è rappresentato dai valori dell'ordine delle decine di bar che raggiunge la pressione magnetica. Di seguito è rappresentato il confronto fra le correlazioni fra istante di fine rundown e pressione per

diversi gas rappresentati da diversi pesi atomici A . Si nota quanto è pesante la dipendenza dei risultati dal dato di input A .

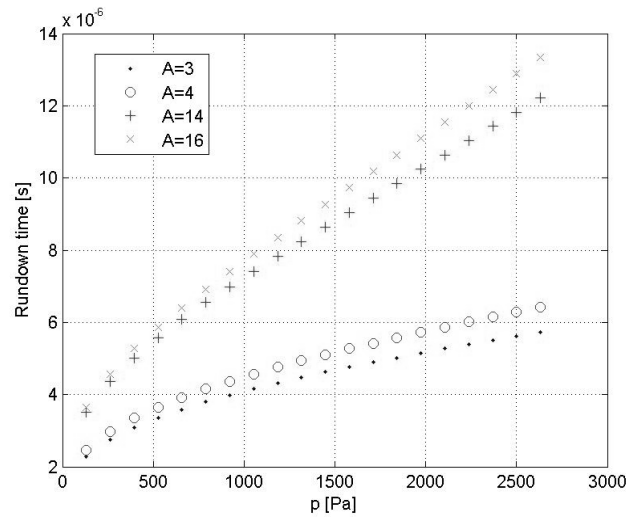


Fig2.21) Andamenti degli istanti di fine runtown in funzione della pressione per diversi pesi atomici del gas previsti dal codice SP1D.

E' usuale riferire l'andamento del dato tempo di fine runtown rispetto a p in base al fattore di potenza b del best fit della formula $t(p)=ap^b$ che secondo la previsione del modello analitico semplificato è pari $1/2$. La figura che segue mostra gli andamenti del fattore b previsti dal codice numerico SP1D in funzione del parametro di efficienza e e per differenti tensioni di scarica V_o , sia per il tempo di fine runtown (curve superiori), sia per l'istante di corrente massima (curve più in basso). Si nota come l'andamento delle prime è molto più regolare e prevede una variazione di b compresa fra 0.25 e 0.3 comunque minore del valore teorico analitico, per $e=0,5\%$: 100%. Gli andamenti dell'istante di massima corrente presentano una discontinuità intorno al valore di e che relativamente al gas usato per la simulazione determina se la fine corsa arriva durante primo quarto di onda e quindi in fase di salita dell'onda o se è ritardata rispetto a questa . In questi casi la fase finale è rallentata anche dal minore apporto forzante magnetico.

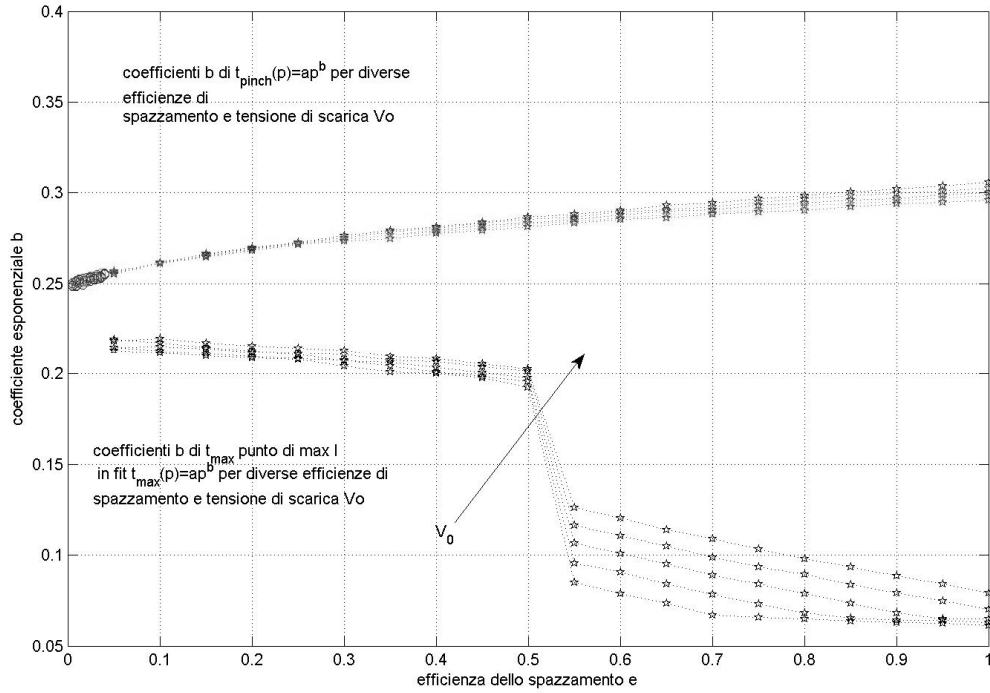


Fig2.21) Andamenti dei coefficienti b del fit degli istanti di fine rundown e di massima corrente in funzione dell'efficienza di spazzamento per diverse tensioni previsti dal codice SP1D.

2.8 Modello snowplow 2D

Un affinamento del modello snowplow può essere ottenuto introducendo un'ulteriore dimensione geometrica discretizzando la guaina di plasma in geometria cilindrica. In questo modo si possono simulare le fasi radiali, iniziale di distacco dall'isolante e finale di compressione verso il pinch. L'analisi dei risultati di questo codice mostra quanto incide la prima fase nel tempo totale di evoluzione della scarica impiegandone frazioni ben superiori al 50%. Questo effetto si può interpretare matematicamente in base al fatto che durante il rigonfiamento radiale il fronte d'onda aumenta l'area di spezzamento inglobando quindi massa ad un rateo maggiore rispetto al moto assiale ed anche per il fatto che l'induttanza aumenta ad un rateo superiore. La dipendenza dell'istante di pinch dalla pressione si differenzia dal codice a 1D soprattutto per quel che riguarda un offset rispetto alle previsioni del tempo di fine corsa. Il fattore di potenza b del fitting dei risultati è invece in buon accordo con i dati del codice 1D. Si può ritenere che il ritardo temporale sia causato principalmente dall'influenza della prima fase di distacco. Viceversa la fase di implosione impiega frazioni dell'ordine del 2% del tempo totale.

La forma della guaina di plasma è descritta dalla posizione nel piano (r, z) in funzione di una coordinata locale λ lungo il profilo. In questo modo la guaina è modellizzata come una sequenza di elementi infinitesimali $\delta\lambda$ con vettore normale unitario $\hat{n}(\lambda)$ in $\vec{r}(\lambda)$. La guaina di plasma avrebbe uno spessore variabile tuttavia nel modello Snowplow esso viene trascurato: la dinamica della guaina e tutti i parametri ad essa correlati sono studiati come se il fronte di ionizzazione coincidesse con il pistone magnetico che spinge la guaina.

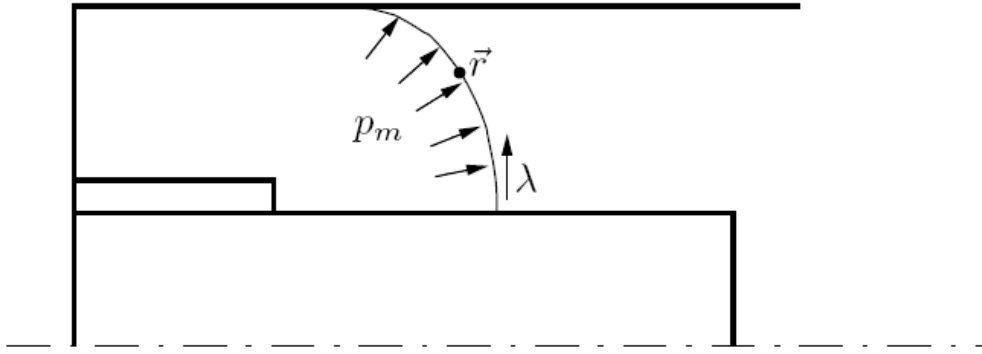


Fig.2.22) Generico profilo della guaina sotto l'azione della pressione magnetica.

Poichè la massa di ogni elemento $\delta\lambda$ varia nel tempo l'equazione del moto deve essere scritta come:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\delta \vec{p}) = \delta \vec{F}$$

dove $\delta \vec{p}$ e $\delta \vec{F}$ sono riferiti all'elemento infinitesimo $\delta\lambda$ e sono funzioni locali di λ e del tempo t . L'equazione precedente è ovviamente accoppiata con l'equazione $\frac{\delta \vec{r}}{\partial t} = \vec{v}$.

La forza agente su ogni elemento della guaina dipende dalla densità di corrente che fluisce in esso; appena si innesca il breakdown, il vettore densità di corrente \vec{J} interagisce con il campo di induzione magnetica \vec{B} autoindotto nella regione di spazio toroidale chiusa dal loop di corrente. Gli effetti della forza di Lorentz per unità di volume $\vec{J} \times \vec{B}$ possono essere descritti in termini di pressione magnetica definita come

$$p_m(r) = \frac{|\vec{B}(r)|^2}{2\mu_0}$$

in cui r è la componente radiale del vettore $\vec{r}(\lambda)$ (vedi Figura 2.2). Il campo di induzione magnetica è correlato alla corrente totale dalla legge di Biot e Savart:

$$|\vec{B}(r)| = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

valida su tutta la regione alle spalle della guaina di plasma ed indipendente dalla variabile z . Sostituendo si

ottiene
$$p_m(r) = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 r^2}$$

La pressione magnetica agisce normalmente su ogni elemento infinitesimo $\delta\lambda$ della guaina; la forza totale su ciascuno di essi vale dunque $\delta \vec{F} = p_m \delta$

Il codice di cui si presentano gli output è stato realizzato dagli ingegneri M.Frignani e L.Cendali ed è in dotazione al Laboratorio di MonteCuccolino.

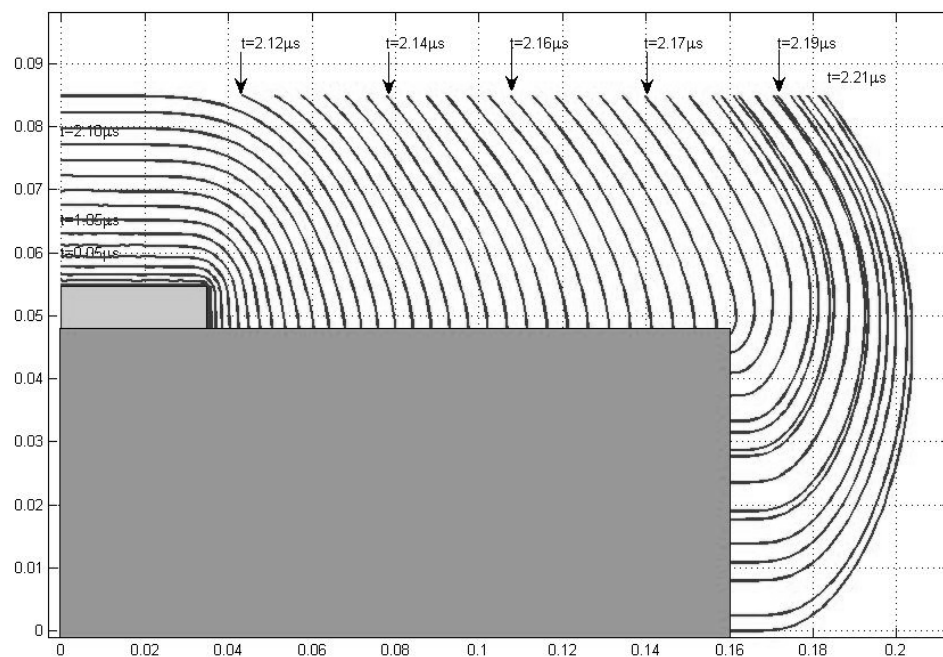


Fig2.23) Profili della guaina di plasma previsti dal codice snowplow 2D linboSP2D.

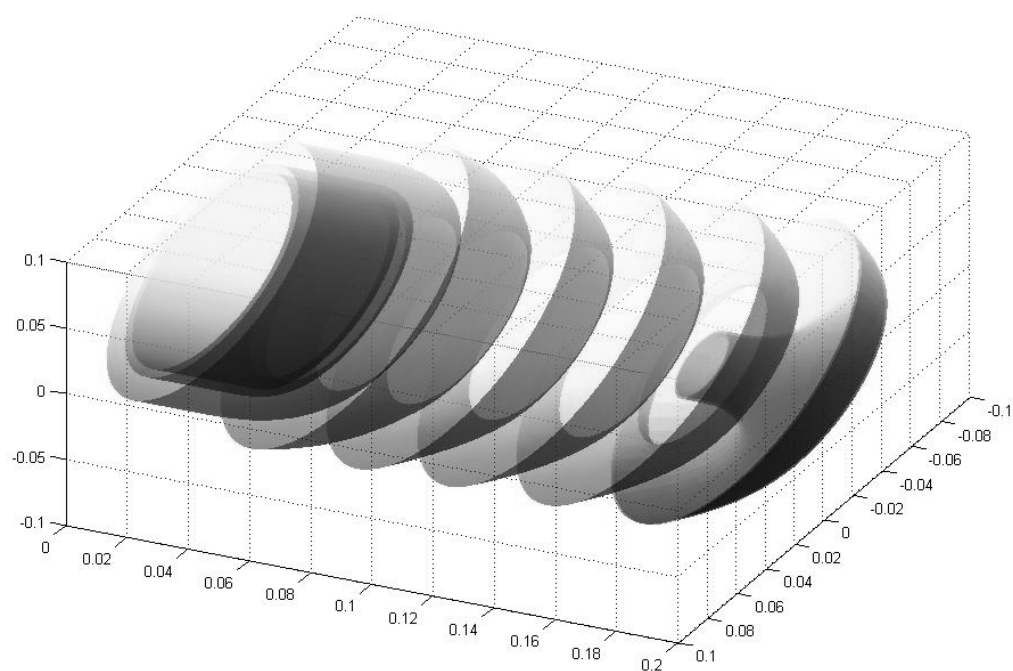


Fig2.24) Rappresentazione 3D della guaina di plasma.

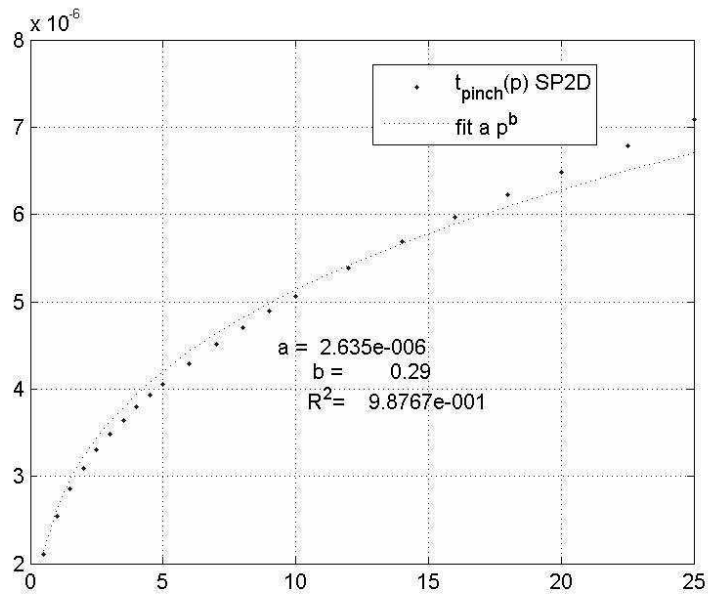


Fig2.25) Andamenti degli istanti di pinch in funzione della pressione per peso atomici del gas A=4 previsti dal codice SnowPlow 2D.

Riferimenti bibliografici capitolo 2

- [1] César Moreno, Horacio Bruzzone, Javier Martínez, and Alejandro Clausse, Conceptual Engineering of Plasma-Focus Thermonuclear Pulsors, IEEE Transactions on plasma science, Vol. 28, N°. 5, October 2000, 1735
- [2] G. Decker, W. Kies, G. Pross, The first and the final fifty nanosecond in a fast focus discharge, Phys. Fluids (26) 2, Febr. 1983
- [3] M. Frignani, S. Mannucci, D. Mostacci, F. Rocchi, M. Sumini, E. Angeli, A. Tartari, L. Karpinski, Short circuit tests on a 150 kJ, 1 Hz repetitive Plasma Focus, Czechoslovak Journal of Physics, Vol. 56 (2006), Suppl. D
- [4] S. Mannucci, D. Mostacci, F. Rocchi, M. Sumini, E. Angeli, A. Tartari, A simple model for Pre-Breakdown Over-Voltage and methods for analysis of switching diagnosis on early stages of PFMA1 discharge, Digest of technical papers, 2007 IEEE Pulsed Power and Plasma Science Conference.
- [5] H. Bruzzone, C. Moreno, H. Kelly, "The effect of transmission lines and switching action on the electrical signals in a powerful capacitive discharge," IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 18, n.4, pp 689-694, Aug. 1990.
- [6] N.M. Bykov, S.D. Korovin, Yu.D. Korolev, "Investigation of a High-Pressure Spark Gap in the Regime of Subnanosecond Current Rise Times"
- [7] "Removal of surface layer of concrete by a pulse-periodical discharge", V. Goldfarb, R. Budny, A. Dunton, Textron Systems, Wilmington, MA 01887 and G. Shneerson, Krivosheev, Yu. Adamian Technical University St. Petersburg Russia.
- [8] H. Bruzzone and H. Acuna, The breakdown stage in long laser tubes and plasma focus devices, Plasma Sources Sci. Technol. 15 (2006) 489–494 doi:10.1088/0963-0252/15/3/026

[9] S.Mannucci, D.Mostacci, F.Rocchi, M.Sumini, E.Angeli, A.Tartari, A simple model for pre-breakdown over-voltage and methods for analysis of switching diagnosis on early stages of PFMA1 discharge, Digest of Technical of papers IEEE Pulsed Power Conference PPPS 2007.

CAP 3 Analisi termiche sul PFMA1

3.1 Stime del flusso termico sull'elettrodo centrale

La prima campagna sperimentale finalizzata alla stima dei flussi termici prodotti dalla scarica di una macchina Plasma Focus è stata condotta tra Novembre e Dicembre 2004 sul dispositivo da 7kJ già presente presso il dipartimento di fisica dell'università di Ferrara [1]. L'esperimento è consistito nell'effettuare diverse serie di scariche in deuterio D_2 , a differenti valori di tensione, acquisendo successivamente le curve di raffreddamento dell'elettrodo centrale tramite una termocoppia montata al suo interno ed a contatto con la parete. La procedura era dettata tra l'altro dalla mancanza di dispositivi termometrici tali da interfacciarsi direttamente con il plasma né tantomeno capaci di rimanere collegati durante la scarica a causa delle elevate tensioni in esame (13 : 19kV). Il tempo trascorso dall'innesco della scarica all'inizio dell'acquisizione di temperatura veniva cronometrato. Così dopo ogni scarica veniva collegata la termocoppia allo strumento di acquisizione aspettando che la temperatura tornasse al valore ambiente.

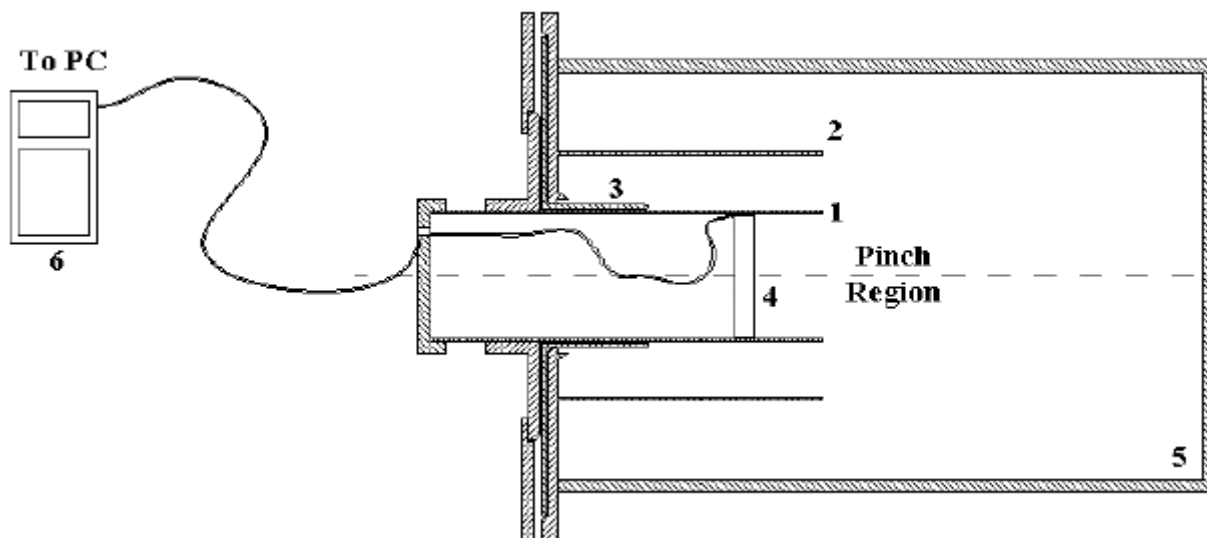


Fig 3.1) Set up dell'esperimento per la misura dei flussi termici durante scariche PF. 1) elettrodo centrale. 2) elettrodo esterno. 3) isolante. 4) disco su cui è fissata la termocoppia. 5) camera da vuoto. 6) sistema di acquisizione dati.

Il cavo di segnale veniva portato all'esterno della camera tramite un apposito foro realizzato sul fondo dell'elettrodo interno sigillato poi con del collante Torr Seal da alto vuoto.

Diversi modelli teorici che descrivono il riscaldamento delle pareti a contatto con il plasma possono essere trovati in letteratura.

La soluzione esatta dell'equazione di Fourier per il riscaldamento di una parete di spessore infinito le cui proprietà termiche caratteristiche siano c_p calore specifico, k la conducibilità, di densità ρ , soggetta a flusso termico W si ottiene risolvendo il sistema [2]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} &= \alpha \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} \\ T(x \rightarrow \infty) &= T_0 \\ \frac{\partial T(0,t)}{\partial t} &= -\frac{W}{k} \\ T(x,0) &= T_0 \\ \alpha &= \frac{k}{\rho c_p}\end{aligned}$$

dove la coordinata x è ortogonale alla parete ed il sistema di valore iniziale così posto prevede che ci sia flusso solo sulla superficie esterna e non agisca nessun meccanismo di raffreddamento. Questa ipotesi si può giustificare per il caso in esame considerando che il riscaldamento dell'elettrodo centrale avviene in tempi tipici della scarica, cioè dei microsecondi per cui meccanismi di raffreddamento che agiscono con costanti di tempo molto più lunghe possono essere trascurati durante le fasi di flusso entrante.

La soluzione del sistema è data da

$$T(x,t) = T_0 + \frac{W}{k} \left[-x \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \right) + 2\sqrt{\frac{\alpha t}{\pi}} \exp \left(\frac{-x^2}{4\alpha t} \right) \right] \quad \xrightarrow{x \rightarrow 0} \quad T_0 + \frac{W}{k} \left[2\sqrt{\frac{\alpha t}{\pi}} - x + O(x^2) \right]$$

Per cui si stima l'incremento di temperatura per esposizione al flusso dopo un tempo t :

$$\Delta T = 2W \sqrt{\frac{t}{\pi k \rho c_p}}$$

Restava quindi da ricavare il ΔT medio per scarica per risalire al flusso.

Una prima procedura considerata consisteva nell'applicare la legge di Newton 0-D [3] per il raffreddamento del pezzo che prevede che la temperatura di un corpo immersa in un ambiente a temperatura T_0 ceda calore diminuendo la propria temperatura secondo la legge $T(t) = T_0 + \Delta T \exp(-ct)$ dove il parametro c dipende dal meccanismo di scambio termico con l'ambiente, dalla geometria e dai materiali in esame. Sebbene questa legge possa essere troppo approssimativa indica come si possa risalire alla differenza di T iniziale fra pezzo caldo ed ambiente risalendo la curva di raffreddamento all'indietro verso $t=0$ una volta individuato il coefficiente c ed avendo a disposizione tratti di curve sperimentali.

Un'analisi più approfondita del modello ha permesso poi di trarre altre conclusioni sui meccanismi di riscaldamento e raffreddamento in esame. Si è considerato il modello di una barra monodimensionale, per schematizzare il raffreddamento dell'elettrodo, che alla coordinata $x=0$ possa scambiare calore per conduzione con un serbatoio a temperatura ambiente T_0 inizialmente ad una temperatura uniforme lungo tutta la sua lunghezza e pari a $T_f = T_0 + \Delta T$.

La scelta del meccanismo di raffreddamento deriva dall'osservazione che l'estremità di base dell'elettrodo è collegata tramite la flangia che lo sostiene che è esposta a temperatura ambiente, alla struttura della macchina, conduttiva termicamente e di massa molto maggiore dell'elemento in esame. Matematicamente il modello si traduce col sistema differenziale [4]:

$$\begin{aligned}\rho c_p \frac{\partial T(t, x)}{\partial t} &= k \frac{\partial^2 T(t, x)}{\partial x^2} \\ T(0, x) &= T_1 \\ T(t, 0) &= T_0 \\ \frac{\partial T}{\partial x}(t, L) &= 0 \\ (\rho, c_p, k) &= \text{cost}; t \in [0, \infty]; x \in [0, L];\end{aligned}$$

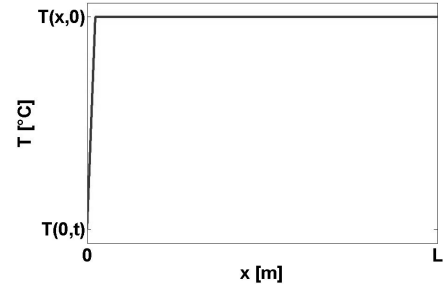


Fig 3.2) distribuzione iniziale di T per il modello di raffreddamento.

Trasformando secondo Laplace nella variabile temporale t e riordinando, si ottiene un'equazione differenziale del secondo ordine non omogenea in x :

$$\begin{aligned}\rho c_p [s \tilde{T}(s, x) - T(0, x)] &= k \frac{\partial^2 \tilde{T}(s, x)}{\partial x^2} \\ \alpha &= \frac{k}{\rho c_p}; \\ \tilde{T}(s, x) - \frac{\alpha}{s} \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x^2}(s, x) &= \frac{T_1}{s};\end{aligned}$$

Il parametro α , costante per ipotesi, dipende solo dal materiale ed è l'unico parametro “sostanziale” ad influenzare la soluzione dell'equazione. Gli altri sono le temperature T_1 e T_0 e la lunghezza L .

Imponendo la congruenza dell'integrale particolare con le condizioni al contorno trasformate, si giunge all'espressione per $T(s, x)$ da antitrasformare:

$$\begin{aligned}\tilde{T}(s, x) &= A e^{-\sqrt{\frac{s}{\alpha}} x} + B e^{\sqrt{\frac{s}{\alpha}} x} + \frac{T_1}{s}; \\ \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x}(s, L) &= -\sqrt{\frac{s}{\alpha}} A e^{-\sqrt{\frac{s}{\alpha}} L} + \sqrt{\frac{s}{\alpha}} B e^{\sqrt{\frac{s}{\alpha}} L} = 0; \Rightarrow A = B e^{2\sqrt{\frac{s}{\alpha}} L} \\ \tilde{T}(s, 0) &= A + B + \frac{T_1}{s} = \frac{T_0}{s}; \Rightarrow B = -\frac{\Delta T}{s \left(1 + e^{2\sqrt{\frac{s}{\alpha}} L} \right)} \\ A &= -\frac{\Delta T e^{2\sqrt{\frac{s}{\alpha}} L}}{s \left(1 + e^{2\sqrt{\frac{s}{\alpha}} L} \right)};\end{aligned}$$

dove $\Delta T = (T_1 - T_0) > 0$. Considerando che dalla definizione del cosh si può porre: $\frac{1}{1 + e^{2\sqrt{\frac{s}{\alpha}} L}} = \frac{e^{-\sqrt{\frac{s}{\alpha}} L}}{2 \cosh \sqrt{\frac{s}{\alpha}} L}$;

si ottiene l'espressione da antitrasformare:

$$\tilde{T}(x, s) = -\frac{\Delta T}{s} \left(\frac{e^{+\sqrt{\frac{s}{\alpha}}L}}{2 \cosh \sqrt{\frac{s}{\alpha}}L} e^{-\sqrt{\frac{s}{\alpha}}x} + \frac{e^{-\sqrt{\frac{s}{\alpha}}L}}{2 \cosh \sqrt{\frac{s}{\alpha}}L} e^{\sqrt{\frac{s}{\alpha}}x} \right) + \frac{T_1}{s} = -\frac{\Delta T}{s} \frac{\cosh \left(\sqrt{\frac{s}{\alpha}}(L-x) \right)}{\cosh \sqrt{\frac{s}{\alpha}}L} + \frac{T_1}{s};$$

L'antitrasformata del termine T_1/s è immediata: $L^{-1} \left[\frac{T_1}{s} \right] = T_1$; Per il termine rimanente si deve ricorrere al teorema dei residui¹:

$$L^{-1} \left[-\frac{\Delta T}{s} \frac{\cosh \left(\sqrt{\frac{s}{\alpha}}(L-x) \right)}{\cosh \sqrt{\frac{s}{\alpha}}L} \right] = \sum R_{s=s_k} \left[-\frac{\Delta T}{s} \frac{\cosh \left(\sqrt{\frac{s}{\alpha}}(L-x) \right) e^{st}}{\cosh \sqrt{\frac{s}{\alpha}}L} \right];$$

Il primo polo in $s=0$, dovuto al termine s a denominatore, offre come residuo:

$$R_{s=0} = \lim_{s \rightarrow 0} \left[-\frac{s\Delta T}{s} \frac{\cosh \left(\sqrt{\frac{s}{\alpha}}(L-x) \right) e^{st}}{\cosh \sqrt{\frac{s}{\alpha}}L} \right] = \Delta T;$$

Il termine \cosh a denominatore presenta infiniti punti di annullamento per $s=s_k$, per cui la funzione da antitrasformare presenta una serie infinita di poli semplici, tutti nel semipiano $\text{Re}(s)<0$, sempre più distanziati che si accumulano all'infinito.

$$\cosh \sqrt{\frac{s}{\alpha}}L = 0 \Leftrightarrow \sqrt{\frac{s}{\alpha}}L = \pm i\pi \left(k + \frac{1}{2} \right);$$

$$s_k = -\frac{\alpha\pi^2}{L^2} \left(k + \frac{1}{2} \right)^2; k = 0, 1, 2, \dots$$

Note

¹ La funzione T non è polidroma nonostante la presenza del termine sotto radice come argomento dei \cosh . Vale infatti

lo sviluppo in serie con raggio di convergenza infinito: $\cosh \sqrt{\frac{s}{\alpha}}x = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n)!} \left(x\sqrt{\frac{s}{\alpha}} \right)^{2n} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n)!} \frac{x^{2n}s^n}{\alpha^n}$, per cui la

funzione è priva di singolarità al finito.

Poiché inoltre il termine \cosh a numeratore è sempre minore o uguale al termine \cosh a denominatore dato che $0 < x < L$, la funzione in esame soddisfa il lemma di Jordan modificato $\lim_{|s| \rightarrow \infty} f(s) = 0$, nel semipiano contenente i poli.

L'integrale di antitrasformazione è uguale quindi alla somma dei residui nei poli indicati. Va notato che la formula per

il calcolo dei residui nel polo $s=0$ è quella classica: $R_{s_0} [f(s)] = \lim_{s \rightarrow s_0} \frac{1}{(n-1)!} \frac{d^{n-1}}{ds^{n-1}} [(z-z_0)^n f(z)] = \lim_{s \rightarrow s_0} (z-z_0) f(z)$

dove l'ultima uguaglianza vale per i poli semplici, mentre per i poli s_k si è fatto uso della formula (ricavabile comunque dalla prima):

$R_{s_k} \left[\frac{f(s)}{g(s)} \right] = \frac{f(s_k)}{g'(s_k)}$; valida quando il polo s_k è uno zero semplice del denominatore.

Il residuo nel singolo s_k si ottiene applicando la formula:

$$R_{s=s_k} = \left[-\frac{\Delta T}{s_k} \frac{\cosh\left(\sqrt{\frac{s_k}{\alpha}}(L-x)\right)e^{s_k t}}{\frac{L}{2\sqrt{\alpha s_k}} \sinh\sqrt{\frac{s_k}{\alpha}}L} \right] = -\frac{\Delta T}{\sqrt{-\frac{\alpha\pi^2}{L^2}\left(k+\frac{1}{2}\right)^2}} \frac{\cosh\left(\sqrt{-\frac{\alpha\pi^2}{\alpha L^2}\left(k+\frac{1}{2}\right)^2}(L-x)\right)e^{-\frac{\alpha\pi^2}{L^2}\left(k+\frac{1}{2}\right)^2 t}}{\frac{L}{2\sqrt{\alpha}} \sinh\sqrt{-\frac{\alpha\pi^2}{\alpha L^2}\left(k+\frac{1}{2}\right)^2}L} =$$

$$= -\frac{\Delta T}{\left(k+\frac{1}{2}\right)} \frac{\cosh\left(i\pi\left(k+\frac{1}{2}\right)\left(\frac{L-x}{L}\right)\right)e^{-\frac{\alpha\pi^2}{L^2}\left(k+\frac{1}{2}\right)^2 t}}{i\frac{\pi}{2} \sinh\left(i\pi\left(k+\frac{1}{2}\right)\right)} = \frac{\Delta T}{\left(k+\frac{1}{2}\right)} \frac{\cos\left(\pi\left(k+\frac{1}{2}\right)\left(\frac{L-x}{L}\right)\right)e^{-\frac{\alpha\pi^2}{L^2}\left(k+\frac{1}{2}\right)^2 t}}{\frac{\pi}{2}(-1)^k};$$

Sommando i singoli contributi si ottiene l'espressione analitica della distribuzione spazio-temporale della temperatura lungo il pezzo:

$$T(t, x) = T_1 - \Delta T + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\Delta T}{\left(k+\frac{1}{2}\right)} \frac{\cos\left(\pi\left(k+\frac{1}{2}\right)\left(\frac{L-x}{L}\right)\right)e^{-\frac{\alpha\pi^2}{L^2}\left(k+\frac{1}{2}\right)^2 t}}{\frac{\pi}{2}(-1)^k} =$$

$$= T_0 + \Delta T \left[\sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{2}{a_k} \cos\left(a_k \frac{L-x}{L}\right) e^{-\alpha \frac{a_k^2}{L^2} t} \right]$$

$$a_k = \left(k + \frac{1}{2}\right)\pi$$

Da questa forma si ricava facilmente la T media sul pezzo integrando sul dominio spaziale da 0 a L e dividendo per L . Il contributo della singola autofunzione spaziale è dato da:

$$\frac{1}{L} \int_0^L \cos\left(a_k \left(\frac{L-x}{L}\right)\right) dx = \frac{L}{L} \frac{\sin a_k}{a_k} = \frac{(-1)^k}{a_k};$$

da cui sostituendo si ottiene:

$$\langle T(t) \rangle = T_0 + \Delta T \sum_{k=0}^{\infty} \frac{e^{-\alpha \frac{a_k^2}{L^2} t}}{\frac{a_k^2}{2}};$$

Si nota che l'espressione dell'evoluzione temporale della T media sul corpo in esame ricalca in ogni autofunzione della serie la legge di Newton nel modello termico 0-D. Inoltre sia gli esponenziali negativi che decadono sempre più rapidamente al crescere degli a_k , sia i coefficienti $2/a_k^2$, fanno sì che i termini della sommatoria siano sempre meno influenti con l'aumentare di k . La tabella seguente mostra i valori dei coefficienti in gioco per i primi dieci termini dello sviluppo. Per il parametro α sono stati usati i valori di un rame generico :

$\rho=8700 \text{ [kg/m}^3\text{]}$; $c_p= 385 \text{ [J/kg}^\circ\text{C]}$; $K_{th}=4000\text{[W/m}^\circ\text{C]}$; Si evince come già il secondo termine ($k=1$) abbia un peso pressoché trascurabile rispetto al primo. A suffragio di ciò si riporta il grafico degli esponenziali relativi ai primi tre termini dello sviluppo per un tempo complessivo di 5 minuti.

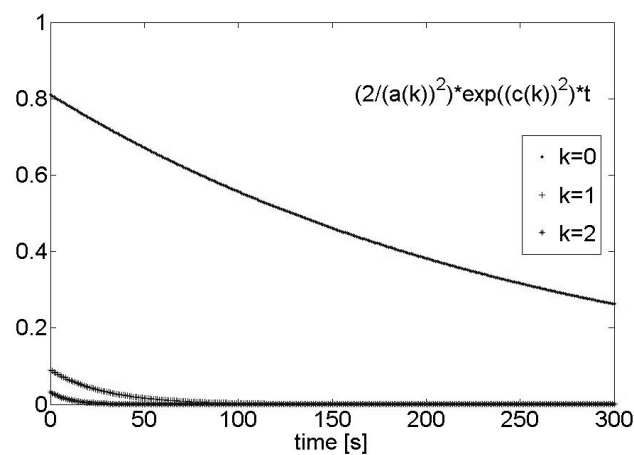


Fig.3.3) Confronto fra le prime 3 autofunzioni dela sommatoria che descrive il decadimento di T .

K	$a(k)$	$a(k)^2$	$2/(a(k))^2$	$\alpha*(a(k))^2/L^2$
0	1,570796	2,467401	0,810569	0,003701
1	4,712389	22,20661	0,090063	0,03331
2	7,853982	61,68503	0,032423	0,092528
3	10,99557	120,9027	0,016542	0,181354
4	14,13717	199,8595	0,010007	0,299789
5	17,27876	298,5555	0,006699	0,447833
6	20,42035	416,9908	0,004796	0,625486
7	23,56194	555,1652	0,003603	0,832748
8	26,70354	713,0789	0,002805	1,069618
9	29,84513	890,7318	0,002245	1,336098
10	32,98672	1088,124	0,001838	1,632186

Il grafico successivo riporta il risultato di una simulazione numerica alle differenze finite secondo lo schema di Crank-Nicholson del problema proposto ottenuta utilizzando un codice in Matlab.

La lunghezza del pezzo in esame è di 28 cm, la temperatura di parete fredda di 24 °C e la temperatura iniziale di 39°C.

La discretizzazione utilizza 43 nodi equispaziati ed un passo temporale di 1 secondo. La figura mostra, oltre che la distribuzione iniziale, gli andamenti del primo secondo e dopo ogni 10 secondi fino ai 10 minuti dall’inizio del raffreddamento.

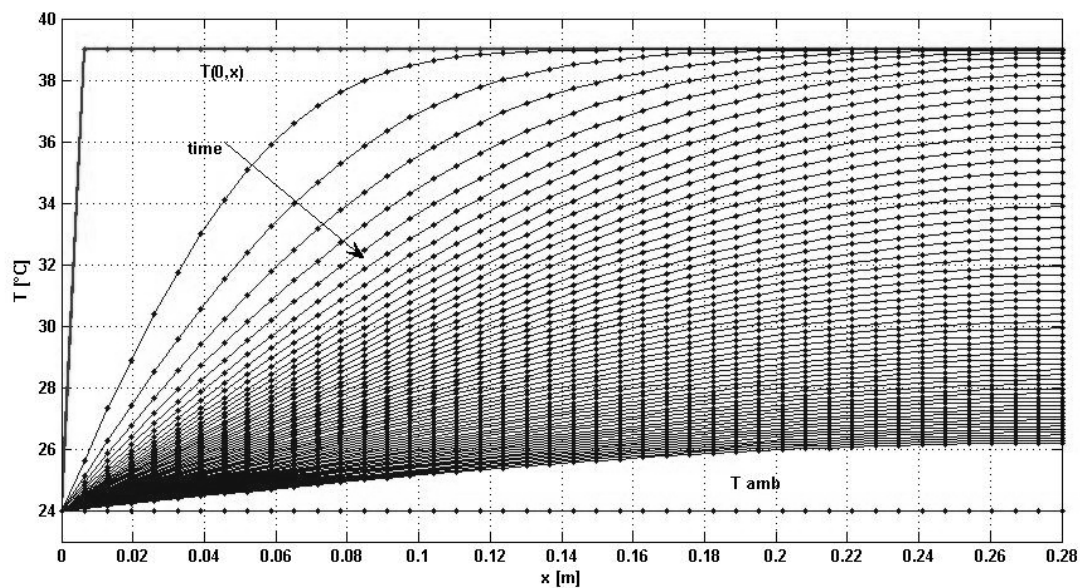


Fig 3.4) Andamento della temperatura simulato con un codice alle differenze finite.

Dalla stessa simulazione si riporta il grafico dell'andamento della temperatura media nel tempo.

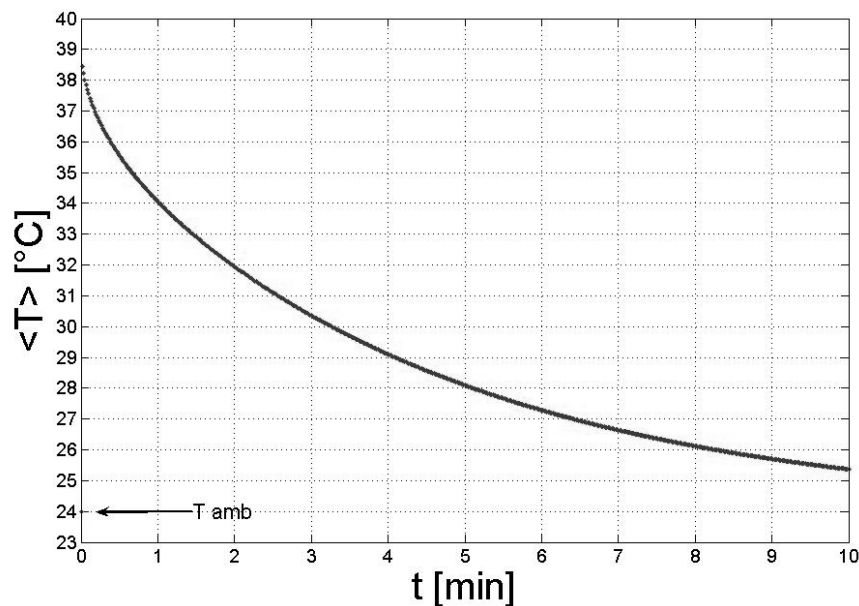


Fig 3.5) Temperatura media sul pezzo calcolata.

Il risoluzione del modello ha il pregio di calcolare l'esatta dipendenza del coefficiente esponenziale di raffreddamento in funzione dei parametri termici del materiale e dalla lunghezza del pezzo in esame. In particolare la dipendenza da $1/L^2$ permette di valutare la lunghezza della parte che ha subito un incremento di temperatura durante la scarica. Noto infatti che l'elettrodo è in ottone di cui non si conosce l'esatta composizione, il confronto dei possibili coefficienti di raffreddamento in base alla lunghezza della parte riscaldata ed a tre possibili composizioni standard dell'ottone, con i dati sperimentali ha evidenziato come solo l'estremità dell'elettrodo esposta al plasma e non rivestita dall'isolante subisce l'incremento di temperatura. In

tal modo si può ritenere con una certa sicurezza che il meccanismo di riscaldamento è unicamente imputabile all'esposizione diretta alla scarica.

Per risalire alle sovratemperature iniziali rispetto alla T ambiente si è sviluppato un algoritmo di analisi automatica che dai file acquisiti ricavava il best fit con una funzione esponenziale da cui poi si calcolava il dato a ritroso. La tecnica allo stesso tempo forniva la misura del coefficiente di raffreddamento.

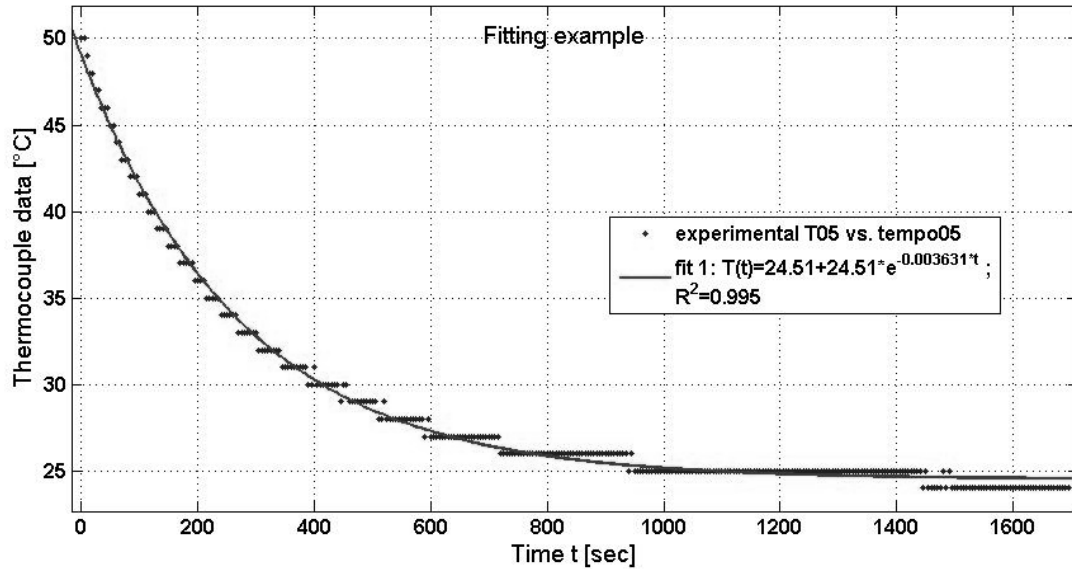


Fig 3.6) Esempio di acquisizione della curva di raffreddamento per risalire alla T iniziale.

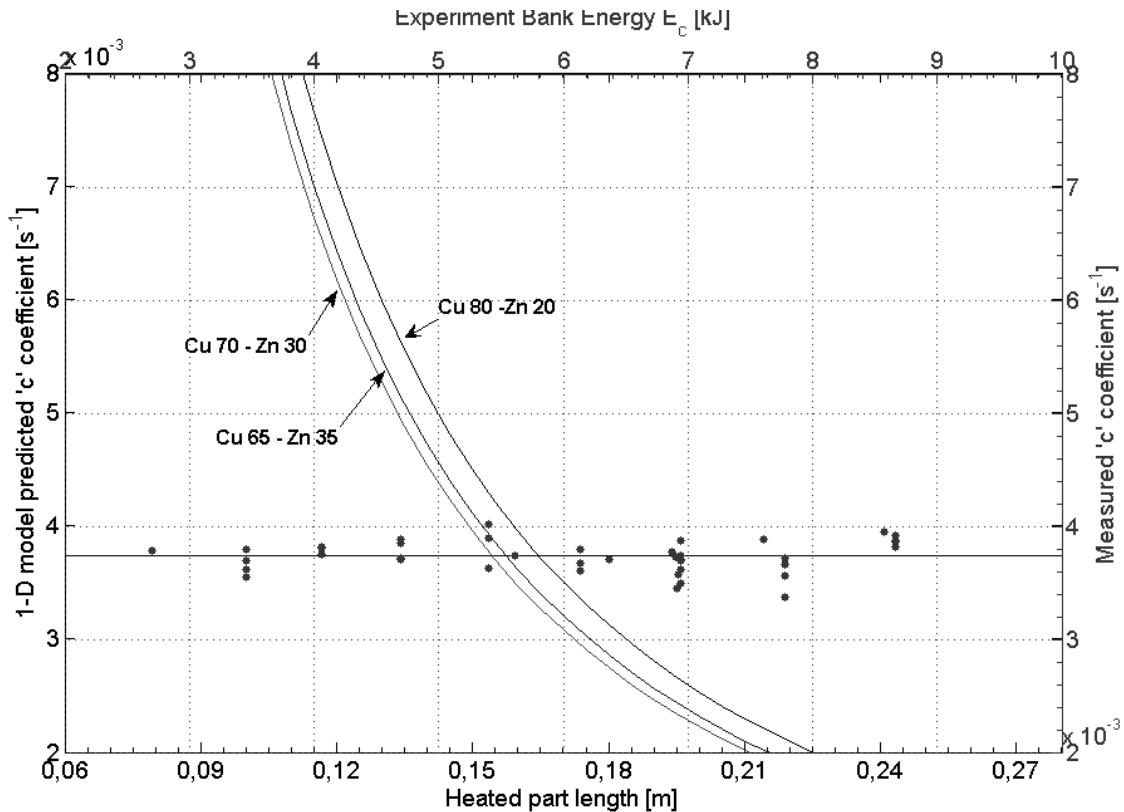


Fig.3.7) Sovrapposizione dei coefficienti di raffreddamento misurati distribuiti secondo le energie di scarica, con i valori predetti dal modello di raffreddamento per tre diversi ottoni in funzione della lunghezza del pezzo. Si

nota come si ha sovrapposizione dei dati solo nell'intorno di una lunghezza prossima ai 15 cm coincidenti con la parte di elettrodo esposta al plasma.

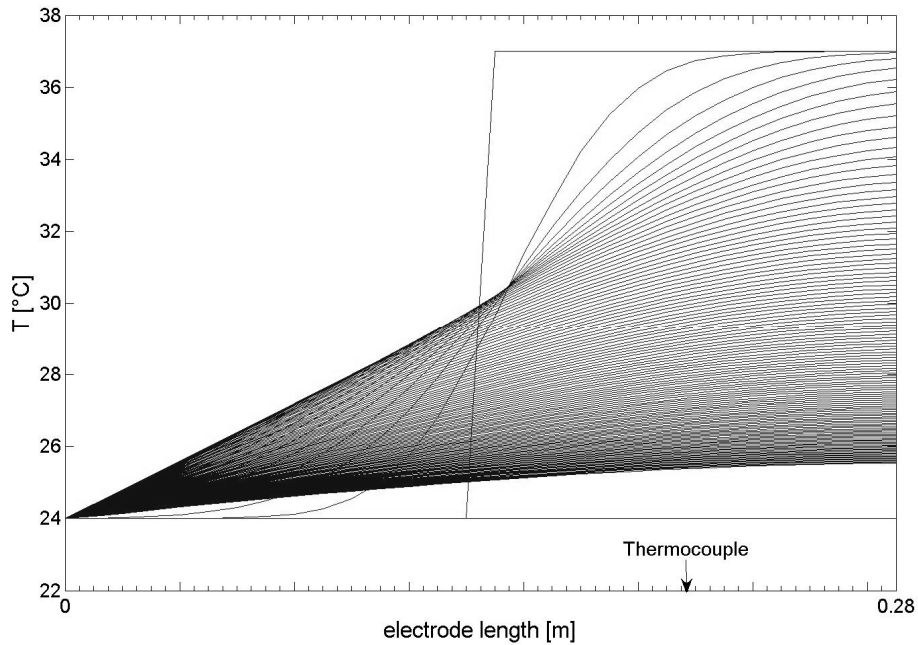


Fig 3.8) Andamento della temperatura per temperatura uniforme su metà della lunghezza iniziale.

Si è potuto così caratterizzare meglio il codice numerico che prevede l'andamento temporale della temperatura adottando la semilunghezza come parte riscaldata ed estendendo le previsioni a serie di shot successivi.

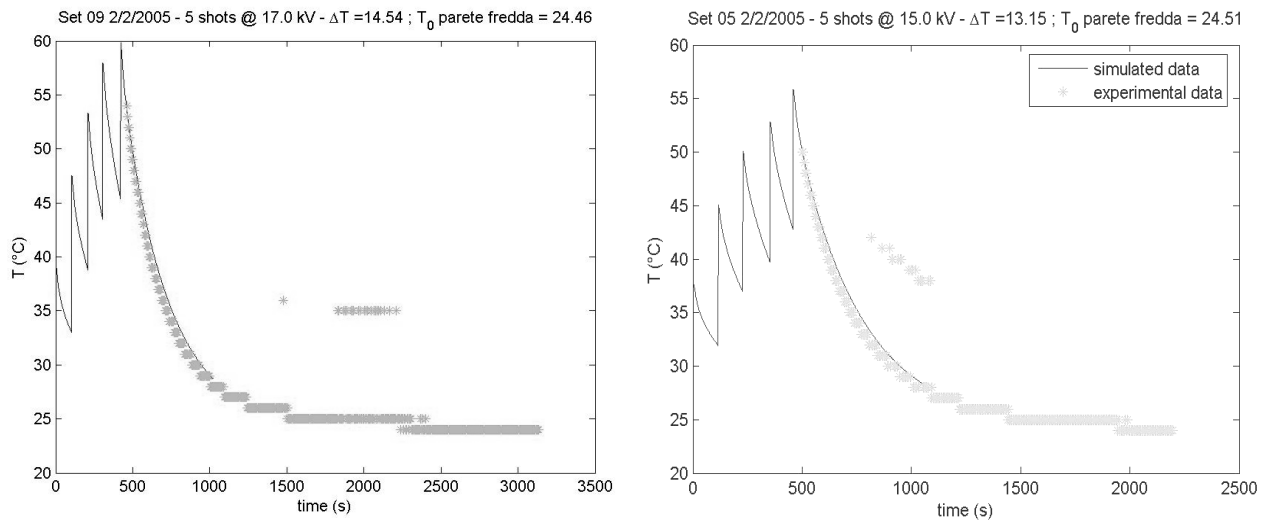


Fig 3.9) Ricostruzioni simulate dell'andamento di temperatura dopo due serie di 5 shots, effettuati ad istanti di tempo registrati ,a 17 e 15 kV, sovrapposte ai dati sperimentali .

Come si può notare dai grafici, la scelta di effettuare shots successivi deriva dalla volontà di generare un salto di temperatura importante in modo da avere tempi di raffreddamento sufficientemente lunghi per la misura. Si può

anche osservare che la risoluzione dello strumento di acquisizione era di 1°C decisamente bassa per ottenere valide stime su piccoli salti di temperatura. E' anche visibile come spesso i dati salvati riportano errori di lettura.

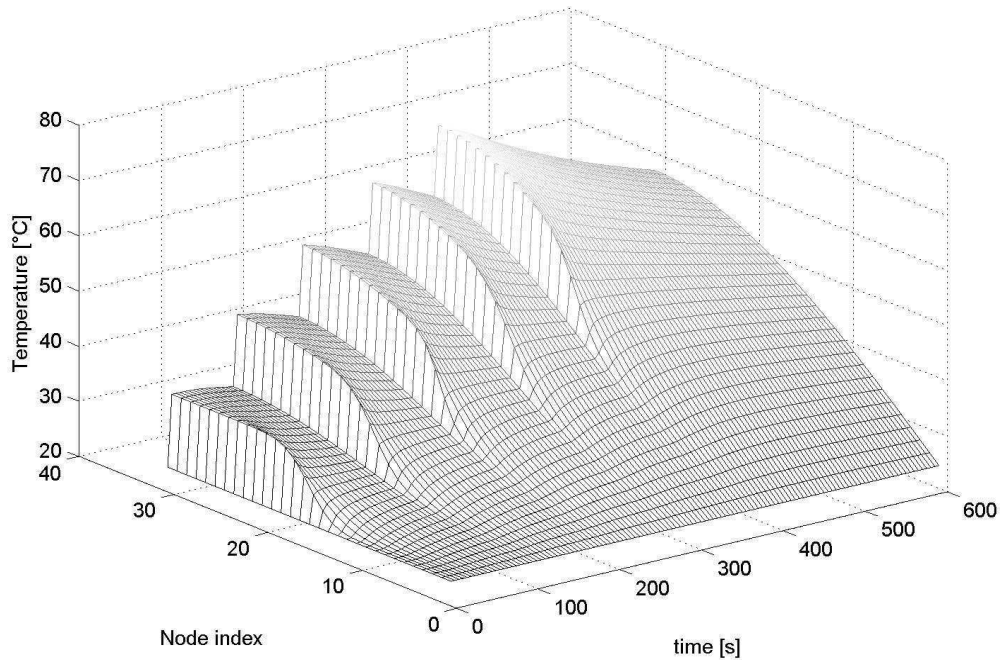


Fig 3.10) Simulazione numerica dell'andamento di temperatura sul pezzo per una serie di 5 scariche consecutive che impongono un incremento uniforme di T su metà della lunghezza del pezzo.

L'analisi della distribuzione dei ΔT misurati rispetto alle energie di scarica ha permesso di dare la stima della deposizione di energia termica sull'elettrodo ricercata. Il salto di temperatura medio misurato è compreso fra i 13 ed i 18 °C per shot per tensioni di scarica fra 13 e 19 kV. Ne deriva un calore assorbito $\Delta Q = mc_p \Delta T$. Si sono poi considerate due possibili funzioni interpolanti per estendere la previsione alla macchina da 150 kJ all'epoca degli esperimenti ancora in fase progettuale. La frazione dell'energia del banco convertita in calore sugli elettrodi è stata stimata essere:

$$\Delta Q = 0.1028E \quad \text{o} \quad \Delta Q = 0.0614E + 1.056E^{1/2}, \text{ in base alla funzione interpolante considerata.}$$

Da questi valori, considerando un tempo medio di azione del flusso W , $t = 3\mu\text{s}$ pari alla durata della corsa della guaina fino al pinch, si ottiene $W = \Delta Q / (2\pi r L t) = 1.5 \cdot 10^{10} [\text{W/m}^2]$.

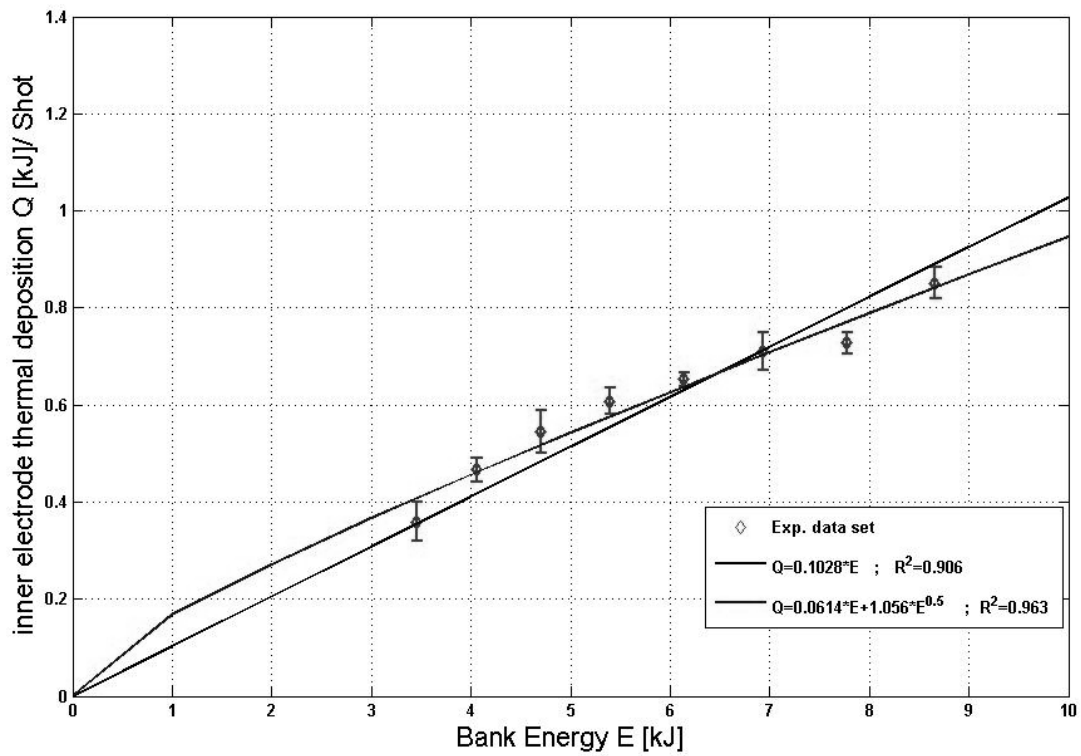


Fig. 3.10 Frazione dell'energia di banco E convertita in calore Q depositata sugli elettrodi.

I risultati prodotti sono stati pubblicati dalla rivista Plasma Source Science and Technology 15 (2006) 91–98 in un articolo dal titolo “The Heating of Plasma Focus Electrodes” di E.Angeli, M.Frignani, S.Mannucci, F.Rocchi, M.Sumini and A.Tartari

3.2 Flusso di calore sulla flangia superiore della camera da vuoto

La seconda campagna sperimentale finalizzata allo studio dei flussi termici durante le scariche PF è stata condotta sul dispositivo PFMA1 operando scariche a 18kV in elio He^4 a pressioni di circa 1 mbar [5]. In tale occasione si è avuta la disponibilità di utilizzare una camera termometrica Thermacam FLIR 675 a rilevazione di emissione di infrarossi per valutare le distribuzioni di temperatura sulla parete esterna della flangia superiore della camera da vuoto. Il lato interno di questa è esposto direttamente all'impatto con l'onda di plasma oltre che ai fasci di ioni positivi che sono eiettati dall'eventuale pinch. Per evitare che i riflessi di luce sulla superficie metallica falsassero l'acquisizione, tutta la superficie è stata rivestita da uno speciale nastro adesivo opaco. La calibrazione della camera è stata ottenuta tramite confronti delle letture con una termocoppia e con strisce termometriche adesive posizionate sulla parete in esame. Le acquisizioni venivano iniziate dopo circa 25-30 secondi dall'ultima scarica effettuata, tempo utile per ritenere che i gradienti di temperatura lungo lo spessore della flangia si siano esauriti.

Per convincersi di questo dato si è considerata sia il modello analitico teorico basato sull'equazione di conduzione di Fourier, sia da simulazioni numeriche FEM condotte con il codice Comsol Mutliphysics.

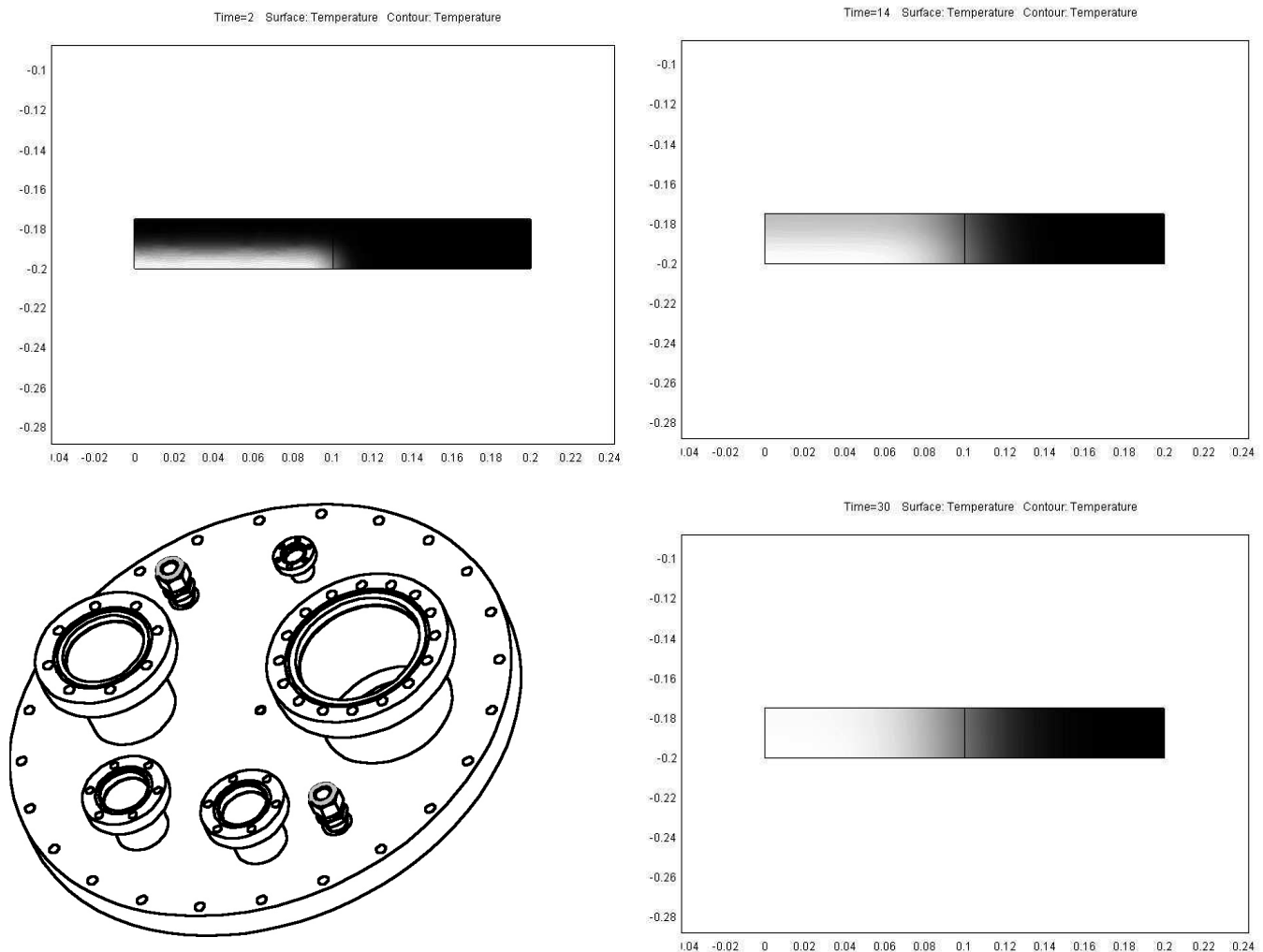


Fig.3.11) Disegno CAD schematico del pezzo ed evoluzione temporale della temperatura su metà sezione diametrale della flangia superiore della camera soggetta a flusso termico iniziale sulla base inferiore, poi isolata

termicamente tranne che sul bordo radiale esterno su cui conduce verso un serbatoio a T costante pari a T_{amb}. Le figure sono relative a 2, 14 e 30 secondi dopo l'applicazione del flusso iniziale. Si nota come il gradiente lungo z sia esaurito dopo 30 s.

Il sistema differenziale che descrive il raffreddamento della flangia, riferendosi per comodità con $T(r,z,t)$ alla sovratemperatura rispetto alla T_0 ambiente, è dato da:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right) & \text{Equazione di Fourier in simmetria cilindrica} \\ T(r, z, 0) = f(r) \delta(z) & \text{Condizione iniziale di distribuzione generica sulla base } z = 0 \\ \frac{\partial T}{\partial z}(r, (0, s), t) = 0 & \text{Isolamento termico sulle basi } z = 0 \text{ e } z = s \\ \frac{\partial T}{\partial r}(0, z, t) = 0 & \text{Simmetria radiale} \\ T(R_e, z, t) = 0 & \text{sovratemperatura imposta nulla sulla parete laterale} \end{array} \right.$$

$$\alpha = \frac{k}{\rho c_p}; \quad t \in [0 : \infty]; \quad r \in [0 : R_e]; \quad z \in [0 : s];$$

Supponendo che sia possibile separare le variabili del problema si può spezzare l'equazione nei contributi temporale, assiale e radiale.

$$T(r, z, t) = R(r)Z(z)\tau(t) \Rightarrow RZ \frac{\partial \tau}{\partial t} = \alpha \left(R\tau \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + Z\tau \left(\frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} \right) \right) \Rightarrow \frac{1}{\tau} \frac{\partial \tau}{\partial t} = \alpha \left(\frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + \frac{1}{R} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} \right) \right)$$

A questo punto i tre termini dell'equazione sono mutuamente indipendenti e devono necessariamente risultare costanti.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\tau} \frac{\partial \tau}{\partial t} = C1 \\ -\alpha \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = C2 \\ -\alpha \frac{1}{R} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} \right) = C3 \\ C1 = -C2 - C3 \end{array} \right.$$

La soluzione della parte temporale è banale:

$$\tau(t) = \exp(C1 \cdot t)$$

La soluzione in z, tenendo conto delle condizioni al contorno porge l'espressione di C2:

$$Z(z) = \sqrt{\frac{C2}{\alpha}} \left(A \sin \left(\sqrt{\frac{C2}{\alpha}} z \right) + B \cos \left(\sqrt{\frac{C2}{\alpha}} z \right) \right)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial z}(0, s) = 0 \Leftrightarrow \begin{cases} \sqrt{\frac{C2}{\alpha}} \left(A \cos \left(\sqrt{\frac{C2}{\alpha}} 0 \right) - B \sin \left(\sqrt{\frac{C2}{\alpha}} 0 \right) \right) = 0 \Leftrightarrow A = 0 \\ \sqrt{\frac{C2}{\alpha}} \left(B \sin \left(\sqrt{\frac{C2}{\alpha}} s \right) \right) = 0 \Leftrightarrow \sin \left(\sqrt{\frac{C2}{\alpha}} s \right) = 0 \Leftrightarrow C2_n = \alpha \left(\frac{n\pi}{s} \right)^2 \end{cases}$$

$$n = 1 : \infty;$$

La soluzione in r, utilizzando le funzioni di Bessel modificate di ordine zero Y e J si ottiene analogamente:

$$R(r) = AY_0 \left(\sqrt{\frac{C3}{\alpha}} r \right) + BJ_0 \left(\sqrt{\frac{C3}{\alpha}} r \right)$$

$$\frac{\partial R}{\partial r}(0) = 0 \Leftrightarrow -AY_1 \left(\sqrt{\frac{C3}{\alpha}} r \right) + BJ_1 \left(\sqrt{\frac{C3}{\alpha}} r \right) = 0 \Leftrightarrow A = 0$$

$$R(R_e) = BJ_0 \left(\sqrt{\frac{C3}{\alpha}} R_e \right) = 0 \Leftrightarrow \sqrt{\frac{C3}{\alpha}} R_e = j_{0,n} \Leftrightarrow C3_n = \alpha \left(\frac{j_{0,n}}{R_e} \right)^2 \quad n = 1 : \infty$$

Dove la condizione di annullamento di A deriva dall'imposizione di limitatezza a zero non rispettata dalla funzione Y_l e sempre verificata per J_l . Con $j_{0,n}$ si è invece indicata la successione degli zeri della funzione di Bessel J_0 .

Adesso, eguagliando le espressioni ottenute per $C2$ e $C3$ si ottiene il fattore di decadimento esponenziale :

$$C1_n = -C2_n - C3_n = -\alpha \left(\left(\frac{n\pi}{s} \right)^2 + \left(\frac{j_{0,n}}{R_e} \right)^2 \right)$$

Considerando che $s=0.025$ mentre $R_e=0.3$ si può intuire come il secondo addendo sia trascurabile rispetto al primo. Il termine di ordine 1 $C1_1$ è sicuramente quello minore della successione quindi quello relativo allo smaltimento di temperatura più lento, e vale

$$C1_1 = -\alpha \left(\left(\frac{\pi}{s} \right)^2 + \left(\frac{j_{0,0}}{R_e} \right)^2 \right) = 0.184 + 7.5 \cdot 10^{-4} \approx 0.184 \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{C1} = 5.4[s]$$

Il termine $1/C1$ rappresenta la costante di tempo del meccanismo di raffreddamento considerato e giustifica così l'assunzione di 25-30s come tempo di attesa per ritenere che i gradienti assiali siano esauriti. Forti di tale ipotesi si può assumere la temperatura di parete superiore esterna pari alla temperatura media nello spessore:

$$\tilde{T}(r) \equiv \frac{1}{s} \int_0^s T(r, z) dz$$

Un tipico esempio dei dati acquisiti con la termocamera è riportato nelle figure seguenti.

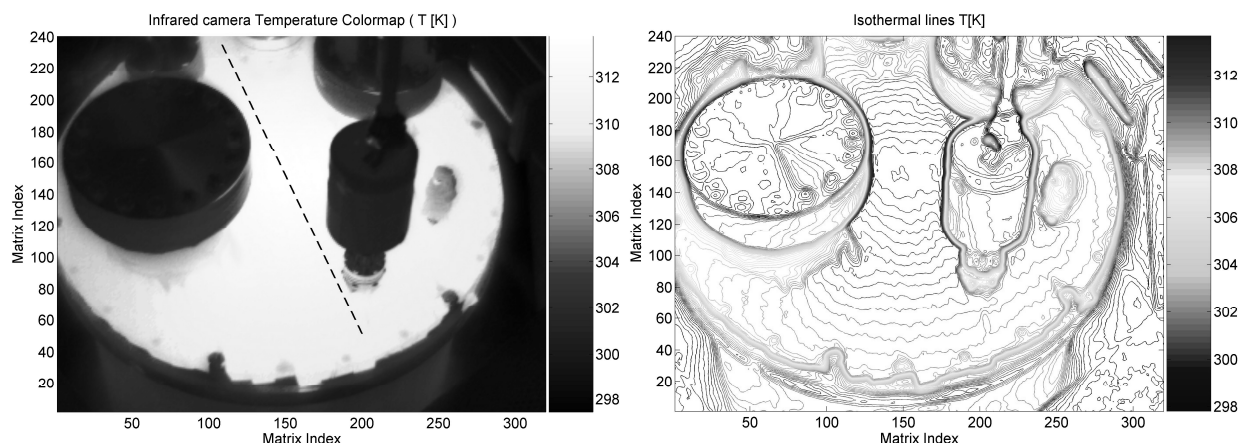


Fig.3.12) Colormap dell'emissione termica proporzionale alla temperatura, la linea tratteggiata rappresenta la corda su cui si sono valutati i profili di distribuzione radiale grazie al software in dotazione con lo strumento. La seconda figura è l'elaborazione in Matlab della prima immagine da cui si determinano le isolinee di T.

Accumulando scariche in successione ed acquisendo i profili termici si è potuto stimare l'incremento medio di temperatura per scarica distribuito lungo la coordinata radiale. Dal grafico che segue si può notare come il salto di temperatura è piuttosto ridotto a causa dell'elevata inerzia termica della flangia in esame soprattutto a causa dell'elevata massa, circa 18kg, e la relativamente bassa conducibilità dell'acciaio. Un altro aspetto interessante è che i profili di T presentano sistematicamente il massimo nell'intorno del centro della flangia lasciando presupporre che questa zona sia anche quella in cui il flusso termico risulti più elevato.

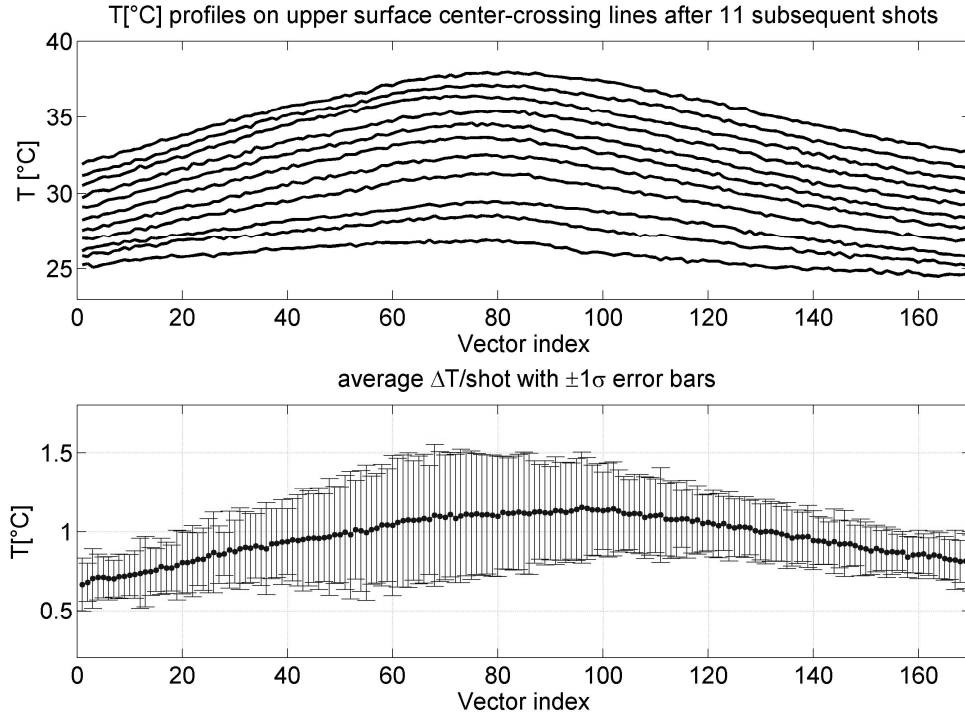


Fig.3.13) Profili di temperatura rilevati sulla parete esterna della flangia superiore della camera da vuoto. Il grafico in alto riporta i profili misurati dopo ogni shot per una serie di 11 shot successivi. Il secondo è la derivazione dell'incremento medio con le deviazioni standard ricavate dai dati superiori.

Una volta stimato il salto medio per shot si può stimare il calore depositato ed il flusso termico iniziale. Per il

primo si ha semplicemente: $Q = \frac{mc_p}{\pi R_e^2} \int_0^{R_e} \Delta T(r) 2\pi r dr$; integrando numericamente i profili si ottiene che per i salti

di temperatura tipici distribuiti fra 0.5 e 1.5°C per shot porge un calore depositato medio di circa 8kJ per shot che corrisponde mediamente al 15% dell'energia totale del banco impiegata nelle scariche.

Per quel che riguarda il flusso è necessario stimare l'area di incidenza ed il tempo di azione. Per la superficie investita si è considerata l'area della macchia di materiale visibilmente soggetto ad ablazione che si è manifestata all'apertura della camera. Come dimostra la foto successiva il circolo disegnato rappresenta la superficie palesemente stressata dall'azione del plasma. Nella foto grande si era già montato il nuovo piattello utilizzato per proteggere dall'impatto con l'onda di plasma la porta della pompa da alto vuoto turbomolecolare. Il vecchio piattello nel riquadro piccolo mostra chiaramente la differenza netta fra la zona ablata e quella periferica molto meno danneggiata.

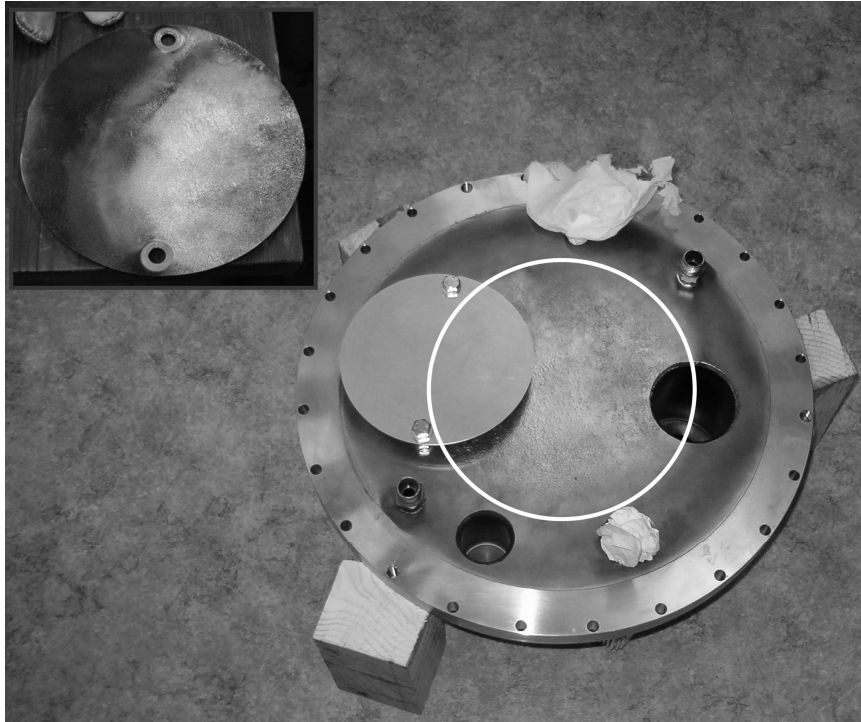


Fig.3.14) Lato inferiore della flangia esposta all'impatto con il plasma. Nel riquadro è visibile il piattello sostituito a seguito dei segni di grave danneggiamento osservati. E' anche chiara la separazione fra la zona più sollecitata e quella periferica meno colpita.

Si è così assunta l'ipotesi che il flusso termico superasse la soglia di ablazione del materiale solo nella area delimitata, mantenendosi al di sotto di tale valore all'infuori di tale superficie. La soglia di ablazione può essere valutata secondo l'espressione $Q''_{Th} = \Omega \sqrt{\rho k / c_p} \sqrt{\tau}$ dove Ω è l'entalpia specifica vaporizzazione e τ la durata temporale dell'azione [6].

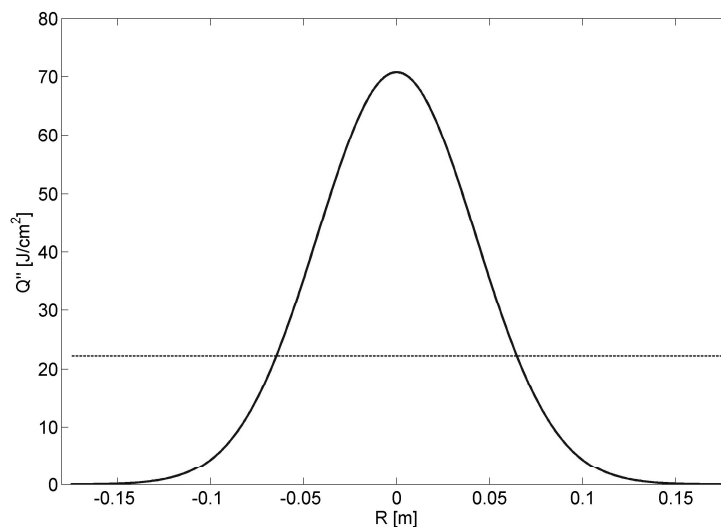


Fig.3.15) Distribuzione ipotizzata per il flusso termico sulla parete, confrontato con la soglia di ablazione del materiale.

La durata totale τ dell'azione del flusso è stata stimata essere $0.6\mu\text{s}$ mentre il raggio R_A misurata dell'area sollecitata è approssimativamente 8 cm. L'espressione del flusso adottata è basata su una doppia Gaussiana spaziale e temporale che in base ai dati osservati assume la forma:

$$F(r,t) = Ne^{-\left(\frac{r}{\sigma}\right)^2} e^{-\left(\frac{t}{\alpha}\right)^2}$$

dove σ è assunto pari a $R_A/3$ and α pari a $0.1\mu\text{s}$. Dal dato di durata si stima la soglia di ablazione pari a 22 J/cm^2 . Integrando ed eguagliando all'energia depositata stimata si ottiene il valore della costante N:

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^R F(r,t) 2\pi r dr dt, \text{ da cui } N \approx 4 \times 10^{12} \text{ W/m}^2. \text{ Con questo dato si può calcolare il flusso termico medio}$$

sulla superficie:

$$\bar{F} = \frac{1}{6\alpha\pi R^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^R F(r,t) 2\pi r dr dt \approx 1.4 \times 10^{11} \text{ W/m}^2.$$

Il valore ottenuto è dello stesso ordine di grandezza dei flussi stimati per il reattore ITER in caso di distruzione del confinamento [7].

Riferimenti bibliografici capitolo 3

- [1] E. Angeli, M. Frignani, S. Mannucci, F. Rocchi, M. Sumini, A. Tartari, The Heating of Plasma Focus Electrodes, Plasma Sources Science and Technology 15 (2006) 91–98.
- [2] Stacey W M 1981 Fusion Plasma Analysis (New York: Wiley)
- [3] Carslaw H S and Jaeger J C 1959 Conduction of Heat in Solids, London: Oxford University Press, p 19
- [4] Spiga, Vestrucci, Magnavacca, Problemi dimatematica per la fisica e l'ingegneria, Pitagora Editrice, Bologna 1981
- [5] S. Mannucci, D. Mostacci, F. Rocchi, M. Sumini E. Angeli, A. Tartari, Thermal flux analysis of the PFMA-1 device, presentato alla conferenza “European Nuclear Conference 2007”, 16-20 Settembre, Brussel, Belgio, sarà pubblicato sugli atti della conferenza.
- [6] B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. Von Alvensleben, A. Tuennermann, Femtosecond, Picosecond and Nanosecond Laser Ablation of Solids, Applied Physics A, vol. 63, 1996, 109-115.
- [7] J. G. Gilligan, M. A. Bourham, E. C. Tucker, Effect of Disruptions on Plasma-Facing Components, 16th IEEE/NPSS Symposium Fusion Engineering, SOFE '95, vol.1, 1995, 424-429.

CAP 4 Prove sperimentali e confronto con i modelli

In questo capitolo si presenteranno i dati acquisiti in laboratorio, le elaborazioni ed i confronti con i modelli numerici e/o teorici. Le forme d'onda che verranno presentate si riferiranno a differenti serie di prove sperimentali effettuate presso il dipartimento di Fisica dell'Università di Ferrara che ospita l'installazione del PFMA1.

Un'introduzione fornirà una panoramica sui dati collezionati e sulle tecniche di acquisizione ed estrazione delle caratteristiche da ciascun segnale. Successivamente si studieranno le relazioni fra i parametri.

4.1 I-V-waveform, la firma del PF: le sonde V , I e dettagli sull'acquisizione

Durante tutte le campagne sperimentali condotte sull'impianto PFMA1 le diagnostiche di maggior interesse sono state estratte dall'analisi dei segnali prodotti dalle sonde di corrente e tensione montate sulla macchina.

Le waveform di Voltaggio $V(t)$ sono acquisite tramite la sonda a ripartizione capacitiva montata fra i due piatti del collettore della macchina. Il dispositivo è costituito da un foglio di rame circolare di raggio leggermente inferiore a quello dei piatti del collettore, ed è posizionato sopra gli slab di delrin che isolano le due parti in tensione della trasmissione verso la camera. La faccia superiore del foglio di rame è rivestita da una vernice isolante che interrompe la continuità elettrica fra la sonda ed la piastra superiore. Così si interpone una capacità tra le due piastre, che ne offrono già un proprio contributo, che segue gli andamenti in tensione del collettore. La capacità stimata per la sonda è circa 150nF.

I segnali di corrente sono acquisiti tramite una bobina Rogowski anch'essa posizionata fra i due piatti in modo da circondare la parte in alta tensione e concatenare il flusso magnetico prodotto dal passaggio di corrente. E' costituita da un nucleo di bachelite attorno al quale sono avvolte 4400 spire di rame per un coefficiente di autoinduzione di circa 265 μ H.

I due segnali prodotti dalla scarica vengono trasmessi ai due oscilloscopi in dotazione al laboratorio posizionati all'esterno del recinto di protezione, tramite due cavi coassiali da 50Ohm con connettori BNC ed entrambi terminati con collegamento a T alla cui terminazione libera viene connessa una terminazione resistiva da 50Ohm per adattare il carico all'impedenza della trasmissione. Sulla linea del segnale di corrente è anche montata una attenuazione 10x data l'elevata tensione del segnale (200-300V). Si è scelto di utilizzare due diversi oscilloscopi per i due segnali entrambi alimentati con un proprio trasformatore di isolamento in modo da evitare possibili influenze reciproche causate da eventuali sbilanciamenti della comune terra. Solitamente le scale utilizzate per le acquisizioni sono 2 μ s/div sull'asse x temporale, 2V/div sull'asse y della tensione per il segnale $V(t)$ e 5V/div sul segnale $I(t)$. Le memorizzazioni dei segnali sono innescate indipendentemente ed a soglia, su fronte d'onda di salita positivo a circa 500mV per $V(t)$ e su fronte di discesa negativo a circa -5V per $I(t)$. Ciò non consente una sincronizzazione fra i due segnali non essendo possibile riferirli ad un tempo assoluto per la scelta sopra menzionata di isolare fra loro i due strumenti. Sebbene si sia tentata una via per ottenere tale sincronizzazione, connettendo l'apposita uscita di "Sync" di uno dei due oscilloscopi all'ingresso di trigger del secondo attraverso un trasformatore realizzato in laboratorio in modo da garantire così il reciproco isolamento delle terre, si è osservato che lo strumento innescato dal trasformatore spesso veniva attivato troppo anticipatamente a causa del disturbo elettromagnetico generato dall'impulso di prodotto per innescare il trigatron all'interno della T.U. Si è

pervenuti così alla conclusione che un sistema di sincronizzazione dovrebbe avvalersi di trasmissione in fibra ottica tramite opportuna conversione dei segnali elettrici, per cui in attesa di realizzare tali dispositivi ci si accontenterà di riferire i due segnali al tempo proprio di ciascun oscilloscopio osservatore.

Si vuole poi fare menzione alle dimensioni dei buffer di acquisizione: mentre l'oscilloscopio Infinium riesce a salvare fino a 32000 campioni, l'Agilent è limitato a 2000 punti non permettendo un'acquisizione ad alta risoluzione per segnali temporalmente lunghi.

Non avendo messo a punto dispositivi d'interfaccia e comunicazione tra oscilloscopi e uno strumento elaboratore (pc), i set di scariche sono stati trasferiti dalla memoria dell'oscilloscopio al pc tramite floppy.

Nelle figure seguenti si mostra con linea tratteggiata la posizione della sonda sullo spaccato del disegno CAD 3D (per gentile concessione dell'ing. Michele Frignani) e due foto che ritraggono la fase di montaggio.

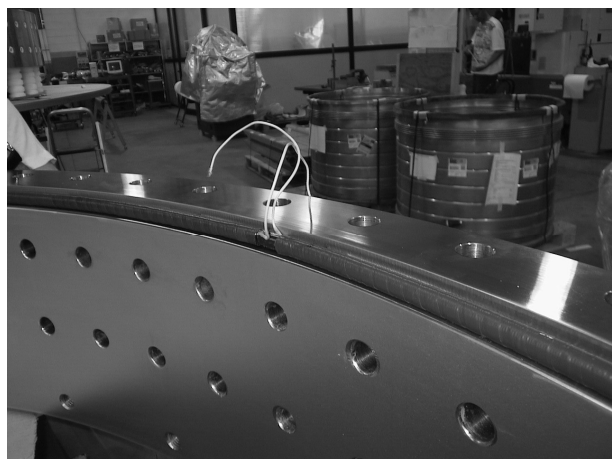
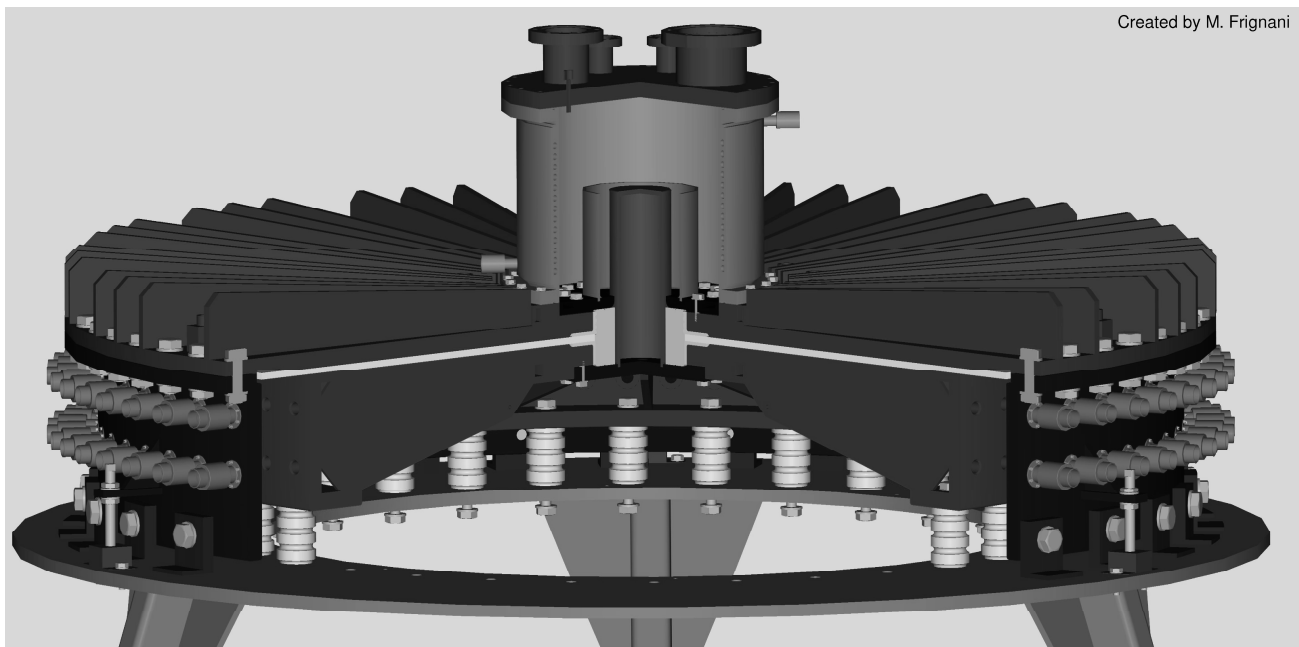


Fig 4.1) Spaccato del CAD 3D del dispositivo PFMA1 e particolari costruttivi del posizionamento delle sonde.

Lo schema elettrico della pagina seguente riporta una simulazione Pspice che rende la risposta in frequenza del dispositivo se eccitato con tensione di input sinusoidale. Si nota che la frequenza di taglio inferiore è nell'intorno dei 10kHz.

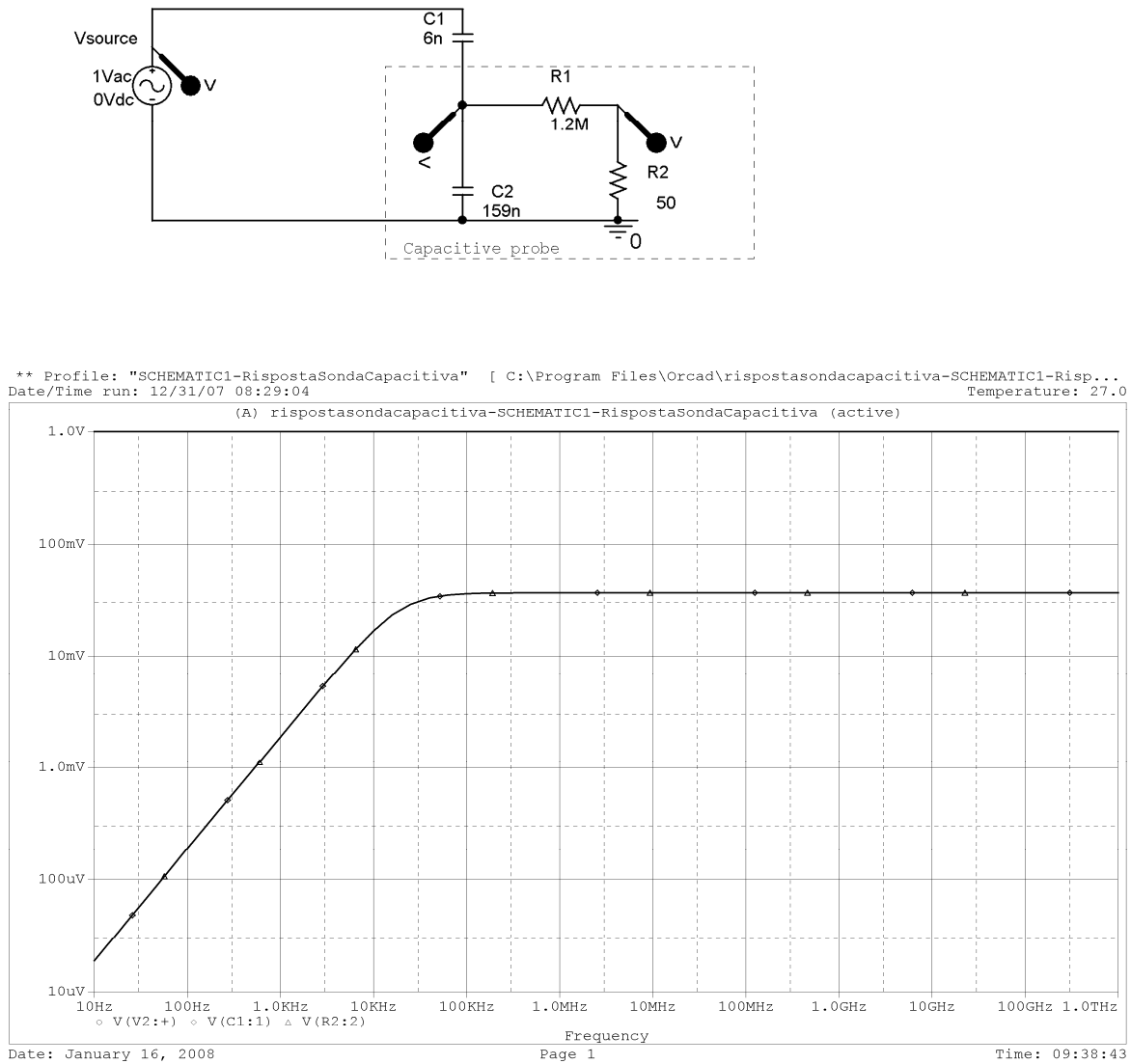


Fig 4.2) Schema elettrico della sonda di tensione capacitiva e risposta in frequenza.

4.2 Collaudo dei condensatori

Le prime prove realizzate nel marzo 2005 alla consegna del lotto di condensatori General Atomics sono servite a verificare alcuni dati di targa di questi: valore di capacità, mantenimento della tensione statica per 1-2 minuti a 15 e 30 kV. E' stato quindi realizzato un apparato per i test dei dispositivi. La carica veniva fornita da un alimentatore Variac da 60kV attraverso un serie di resistenze; successivamente si provvedeva a scaricare la carica accumulata su un banco da 30 resistenze in serie da 50kOhm ciascuna in grado di dissipare in sicurezza la potenza utilizzata. La fase di carica veniva controllata manualmente tramite la regolazione della tensione d'uscita erogata dal Variac, in modo da ottenere tempi di carica di 20-30 s e correnti dell'ordine dei 10μA così da mantenere un basso wattaggio sulle resistenze di carica. A fine carica si isolava l'alimentatore aprendo un relay Jennings da alta tensione. Una volta trascorso il tempo di mantenimento della carica, si innescava la scarica attraverso un secondo relay Jenning da alta tensione. Il segnale $V(t)$ della storia dell'esperimento era acquisito con un oscilloscopio Tektronix, tramite una sonda NorthStar 1000x per voltaggi fino a 100kV.

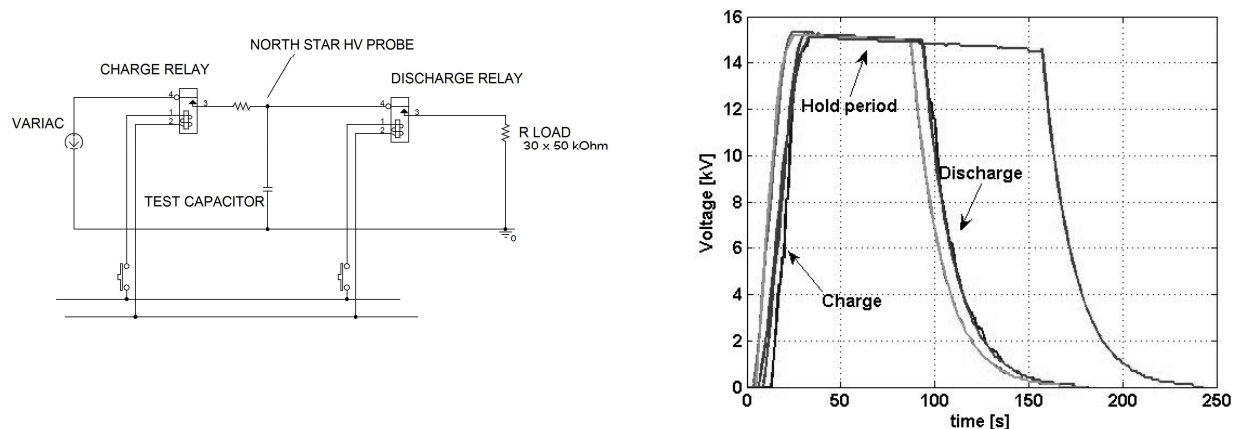


Fig 4.3) Schema elettrico del banco di test per il collaudo dei condensatori e waveform di tensione sperimentali tipiche

La serie di dati ottenuti dai hanno dato l'occasione di operare una ulteriore misura del dato di capacità dei condensatori a conferma di quello misurato con un multimetro digitale. E' noto che l'andamento di $V(t)$ durante la scarica di circuito RC come quello utilizzato è dato da $V(t) = V_0 \exp(-t/RC)$; operando un best fit di una funzione esponenziale sui dati della caduta di tensione, facilmente individuabile dal punto corrispondente all'istante di innesco della scarica per cui si ha il $\min(V(t))$, si ottiene un coefficiente b come parametro di smorzamento esponenziale. Nota la resistenza R del carico, si deduce la capacità C pari a $-1/(R*b)$; la figura che segue mostra l'output di uno script Matlab dedicato ad automatizzare questo tipo di analisi.

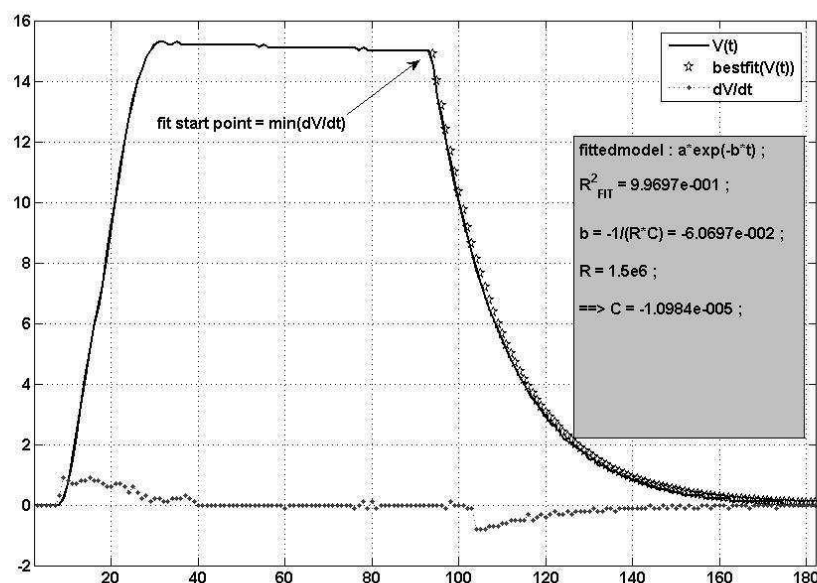


Fig 4.4) Schema della tecnica di analisi delle waveform di tensione sperimentali .

La serie di dati nella pagina seguente riporta i risultati dei test sui 41 condensatori, le capacità dedotte in base ai fit delle scariche a 15 e 30kV e i dati rilevati dal multmetro.

Dalla seguente figura che riassume la tabella, si può notare come la deviazione del dato rispetto alla media si riduce passando dalle misure dedotte da test a 15 V a quelle a 30kV ed ancor di più passando a quelle rilevate da strumento. Si ritiene che la cause risieda principalmente nella scarsa campionatura (1Hz) della forme d'onda su cui si opera il fitting.

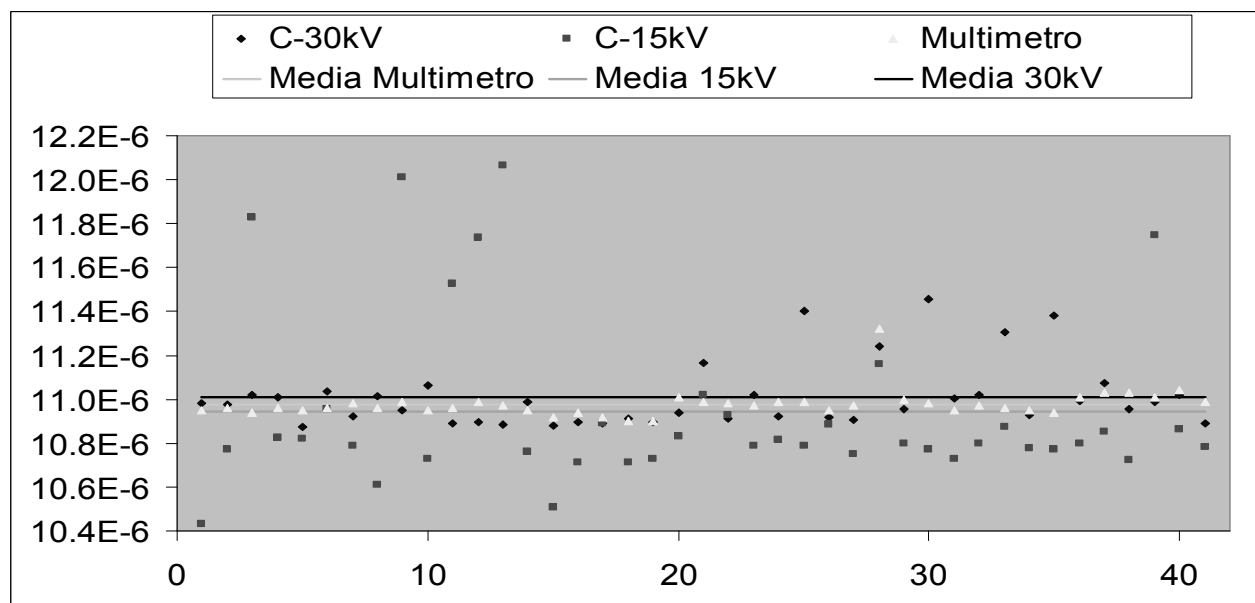


Fig 4.5) Confronto fra le misure di capacità con multimetro digitale e derivate da fitting delle forme d'onda.

N° serie	variazione			variazione			confronto fit	C multimetro
	C-30kV	nominale	verifica	C-15kV	nominale	verifica		
0450D0001_D	10.983E-06	1.05%	OK	10.435E-06	5.99%	OK	4.94%	10.95E-06
0451D0002_D	10.978E-06	1.10%	OK	10.772E-06	2.96%	OK	1.85%	10.96E-06
0451D0003_D	11.019E-06	0.73%	OK	11.827E-06	-6.55%	OK	-7.27%	10.94E-06
0451D0004_D	11.007E-06	0.84%	OK	10.826E-06	2.47%	OK	1.63%	10.96E-06
0451D0005_D	10.872E-06	2.05%	OK	10.819E-06	2.53%	OK	0.48%	10.95E-06
0451D0006_D	11.034E-06	0.60%	OK	10.954E-06	1.31%	OK	0.72%	10.96E-06
0451D0007_D	10.925E-06	1.57%	OK	10.786E-06	2.83%	OK	1.26%	10.98E-06
0451D0008_D	11.012E-06	0.79%	OK	10.609E-06	4.42%	OK	3.63%	10.96E-06
0451D0009_D	10.952E-06	1.33%	OK	12.010E-06	-8.20%	OK	-9.53%	10.99E-06
0451D0010_D	11.061E-06	0.35%	OK	10.727E-06	3.36%	OK	3.01%	10.95E-06
0451D0011_D	10.890E-06	1.89%	OK	11.528E-06	-3.86%	OK	-5.75%	10.96E-06
0451D0012_D	10.895E-06	1.85%	OK	11.739E-06	-5.76%	OK	-7.60%	10.99E-06
0451D0013_D	10.886E-06	1.93%	OK	12.066E-06	-8.71%	OK	-10.63%	10.97E-06
0451D0014_D	10.987E-06	1.02%	OK	10.763E-06	3.04%	OK	2.01%	10.95E-06
0451D0015_D	10.881E-06	1.97%	OK	10.507E-06	5.34%	OK	3.37%	10.92E-06
0451D0016_D	10.893E-06	1.86%	OK	10.713E-06	3.49%	OK	1.62%	10.94E-06
0451D0017_D	10.891E-06	1.88%	OK	10.891E-06	1.88%	OK	0.00%	10.92E-06
0451D0018_D	10.913E-06	1.69%	OK	10.711E-06	3.50%	OK	1.82%	10.90E-06
0451D0019_D	10.895E-06	1.85%	OK	10.730E-06	3.33%	OK	1.49%	10.90E-06
0452D0020_D	10.940E-06	1.44%	OK	10.833E-06	2.40%	OK	0.96%	11.01E-06
0452D0021_D	11.165E-06	-0.59%	OK	11.019E-06	0.73%	OK	1.31%	10.99E-06
0452D0022_D	10.915E-06	1.67%	OK	10.927E-06	1.56%	OK	-0.11%	10.98E-06
0452D0023_D	11.017E-06	0.74%	OK	10.786E-06	2.83%	OK	2.09%	10.97E-06
0452D0024_D	10.924E-06	1.59%	OK	10.815E-06	2.56%	OK	0.97%	10.99E-06
0452D0025_D	11.402E-06	-2.72%	OK	10.789E-06	2.80%	OK	5.52%	10.99E-06
0452D0026_D	10.920E-06	1.62%	OK	10.886E-06	1.93%	OK	0.31%	10.95E-06
0452D0027_D	10.904E-06	1.77%	OK	10.751E-06	3.14%	OK	1.38%	10.97E-06
0452D0028_D	11.242E-06	-1.28%	OK	11.159E-06	-0.54%	OK	0.75%	11.32E-06
0452D0029_D	10.956E-06	1.30%	OK	10.798E-06	2.72%	OK	1.42%	11.00E-06
0452D0030_D	11.457E-06	-3.21%	OK	10.770E-06	2.97%	OK	6.19%	10.98E-06
0452D0031_D	11.003E-06	0.87%	OK	10.730E-06	3.33%	OK	2.46%	10.95E-06
0452D0032_D	11.021E-06	0.71%	OK	10.798E-06	2.72%	OK	2.01%	10.97E-06
0452D0033_D	11.305E-06	-1.85%	OK	10.874E-06	2.04%	OK	3.89%	10.96E-06
0452D0034_D	10.927E-06	1.56%	OK	10.779E-06	2.89%	OK	1.34%	10.95E-06
0452D0035_D	11.380E-06	-2.53%	OK	10.772E-06	2.96%	OK	5.48%	10.94E-06
0452D0036_D	10.992E-06	0.97%	OK	10.801E-06	2.69%	OK	1.72%	11.01E-06
0452D0037_D	11.076E-06	0.22%	OK	10.854E-06	2.21%	OK	2.00%	11.03E-06
0452D0038_D	10.958E-06	1.28%	OK	10.722E-06	3.41%	OK	2.13%	11.03E-06
0452D0039_D	10.985E-06	1.04%	OK	11.750E-06	-5.85%	OK	-6.89%	11.01E-06
0452D0040_D	11.019E-06	0.73%	OK	10.863E-06	2.13%	OK	1.41%	11.04E-06
0452D0041_D	10.890E-06	1.89%	OK	10.781E-06	2.88%	OK	0.98%	10.99E-06
Media	11.009E-06			10.943E-06				10.978E-06

Conclusi i collaudi, i condensatori sono stati disposti su una circonferenza principale esterna ed una minore subito interna centrate sull'asse della macchina PF. Si è potuti dunque procedere all'assemblaggio degli interruttori Spark Gap.

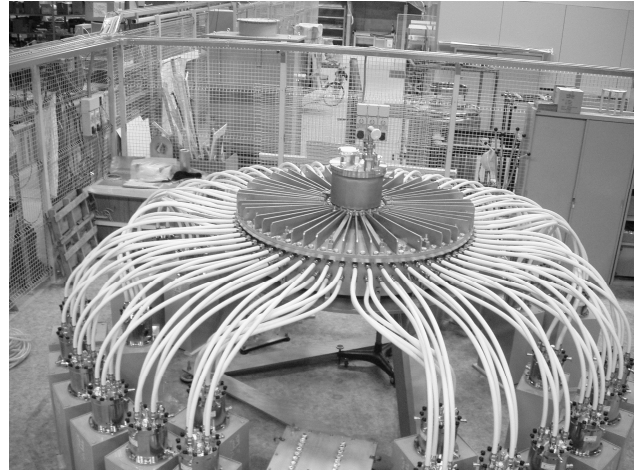


Fig 4.6) Disposizione del banco dei condensatori intorno la testa della macchina PF.

L'ultima foto ritrae un momento delle prime prove di corto circuito per la valutazione dell'induttanza della testa PF della macchina. L'ingrandimento della versione elettronica di questo testo può fornire particolari curiosi sulle tecniche di scarica.



Fig 4.7) Prove di corto circuito preliminari per la misura di induttanza del dispositivo.

4.3 Prove di Corto Circuito

Le prime prove qui riportate si riferiscono ai test di corto circuito effettuati tra Gennaio ed Ottobre 2006 finalizzate alla verifica del corretto funzionamento della trigger unit e di tutti i moduli di scarica, ed alla misura del valore di induttanza della testa della macchina.

Ciascun modulo di scarica è costituito da un condensatore GA da $11\mu\text{F}$ di capacità e 30nH di induttanza, lo switch montato direttamente sul condensatore ed i 4 cavi coassiali che lo collegano al collettore della macchina. L'interruttore spark gap di tipo field distortion (FDSG) è innescato dall'impulso ad onda quadra di alta tensione che viene inviato sull'anello di distorsione di campo che circonda il gap fra i due principali elettrodi del dispositivo. Tale impulso da 40kV di ampiezza e circa 60ns di durata è prodotto secondo la tecnica cosiddetta pulse forming line: l'anello sopraccitato è collegato attraverso una resistenza ed un condensatore di disaccoppiamento ad un cavo coassiale che viene inizialmente caricato a 20kV da un generatore HV. Data l'esigua capacità del cavo ($\approx 2.5\text{nF}$), la corrente e la potenza richiesta per la carica dei cavi risultano ridotte. Tutti i poli in alta tensione dei cavi sono connessi ad uno degli elettrodi di un'ulteriore spark gap trigatron (TrSG) mentre i poli a massa sono connessi al secondo elettrodo di questo. Quando si innesca la chiusura del TrSG l'impulso di tensione a -20kV viaggia lungo il cavo fino a raggiungere l'anello di distorsione perturbando così il campo elettrico statico fra i due elettrodi del FDSG; ne deriva la valanga elettronica che provoca la transizione del gas da stato neutro a conduttivo quindi l'innesco della scarica principale verso la testa della macchina.

Il carico del circuito è costituito dalla testa della macchina con gli elettrodi cortocircuitati. Il ponte di collegamento è effettuato con un foglio rame circolare appoggiato sul bordo dei due elettrodi e caricato con dei pesi in modo da garantire una buona pressione di contatto a favore di una migliore conducibilità elettrica.

La carica dei moduli si effettuava con l'alimentatore del laboratorio attraverso la scatola di distribuzione sconnettendo i cavi di carica dei moduli che non dovevano partecipare alla scarica. Gli spark gap attivi venivano riempiti con Argon a pressioni fino a 0.95 bar . I comandi di carica e scarica venivano prodotti attraverso gli appositi moduli di controllo remoto di cui sono provviste le diverse apparecchiature.

Un tipico esempio dei segnali collezionati è riportato nella seguente figura insieme ad una schematizzazione elettrica del dispositivo reale connesso ad un modulo di scarica.

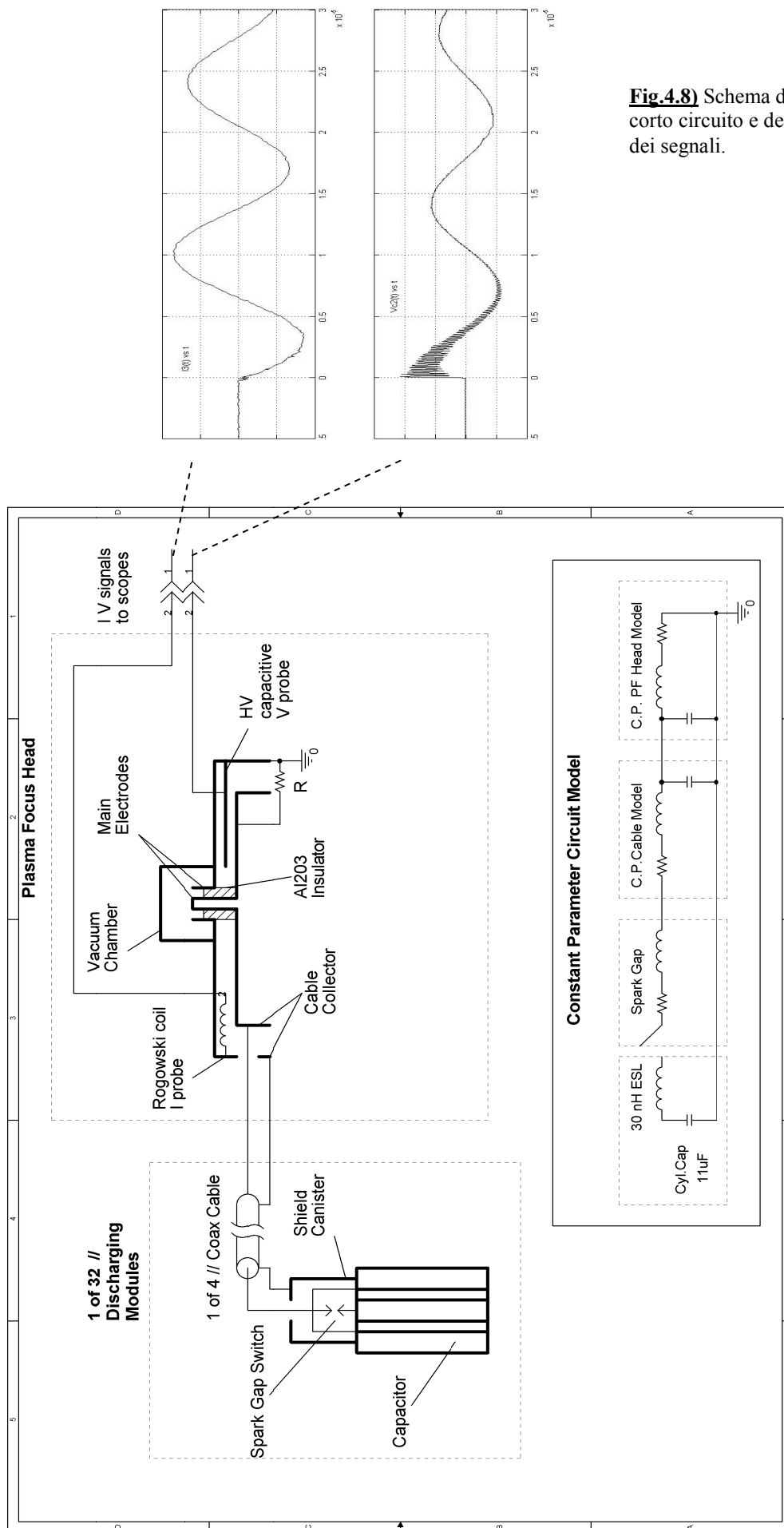


Fig.4.8) Schema delle prove di corto circuito e dell'acquisizione dei segnali.

Le prime analisi sono state condotte principalmente sui segnali di corrente più regolari ed esenti dagli effetti delle capacità parassite come viceversa si nota sui segnali di tensione, spiegazioni di questo fenomeno si possono cercare nel paragrafo sul modello LC a due maglie e verranno riprese più avanti.

L'andamento tipico dei segnali di corrente è quello di una sinusoide smorzata RLC del tipo

$$I(t) = -\frac{V_C}{\omega L} e^{-\alpha t} \sin(\omega t) = I_0 e^{-\alpha t} \sin(\omega t).$$

In particolare la permanenza delle oscillazioni suggerisce di poter ritenere valida l'approssimazione:

$$R^2 \ll \frac{4L}{C} \Rightarrow \omega = \frac{\sqrt{R^2 - \frac{4L}{C}}}{2L} \cong \sqrt{\frac{1}{LC}} \Rightarrow T = \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\omega} \cong 2\pi\sqrt{LC} \Rightarrow L = \frac{T^2}{4\pi^2 C}.$$

In tal modo estraendo la caratteristica di frequenza dal segnale, essendo nota la capacità C, si ha la stima cercata del valore complessivo di induttanza del circuito. Successivamente dal best fit di una funzione esponenziale sui picchi del segnale corrispondenti ai massimi e minimi della sinusoide, si può estrarre il coefficiente di smorzamento $\alpha = \frac{R}{2L}$ da cui la resistenza totale R.

Come tecnica di estrazione della frequenza è stato preferito un metodo puntuale anziché un più classico metodo integrale tipo trasformazione di Fourier, data la semplicità dei segnali, per alleggerire la complessità di calcolo degli algoritmi dedicati all'analisi automatica in cascata. Un esempio dell'output del file Matlab 'RLCFeatXXtor' creato:

```
>>[Features,Indicators]=RLCFeatXXtor(S(i).It,S(i).I,5)
```

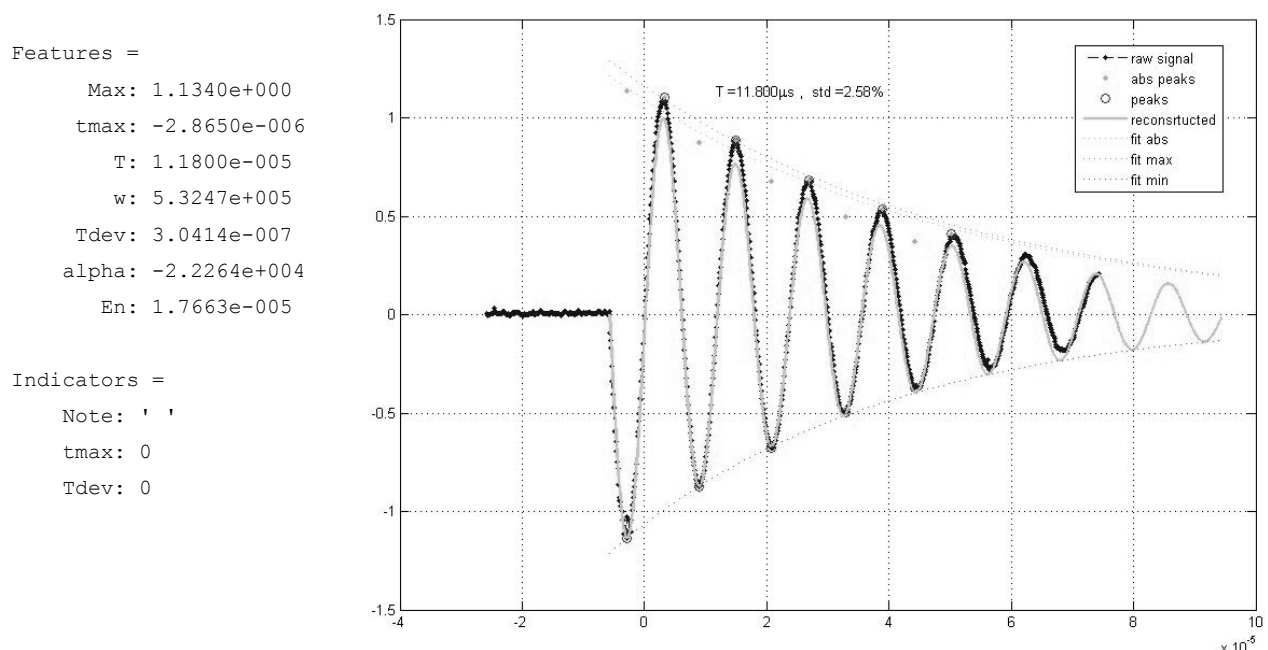


Fig.4.11) Esempio di output dell'algoritmo di analisi delle prove di corto circuito.

La prova cui la figura si riferisce è una scarica di 4 condensatori in parallelo di capacità totale 44 μ F. Il periodo è ottenuto individuando i picchi di oscillazione, sfruttando la conoscenza del comportamento atteso del segnale: trovato il minimo che si suppone essere il primo picco negativo, si trova il successivo massimo, ignorando la parte di segnale precedente (a sinistra del primo massimo), si trova il nuovo minimo e così di seguito fino ad individuare un certo numero di picchi che deve essere noto. La differenza tra i tempi dei picchi dà una serie di stime di $T/2$ da cui si ricava il periodo medio T e la sua deviazione standard $Tdev$; questa verrà utilizzata come indicatore della regolarità del segnale per la valenza statistica delle caratteristiche estratte. Sulla successione dei massimi, dei minimi e di tutti i picchi in valore assoluto, si effettuano i best fit con funzione esponenziale da cui si sceglie il coefficiente α del fitting col miglior R_{fit}^2 di correlazione. E' facile verificare che con le formule sopracitate si ottiene $L = 80.16$ nH ed $R = 3.57$ m Ω .

L'algoritmo è sensibile ai disturbi che possono compromettere la regolarità della successione dei picchi e vanificare la corretta individuazione di questi. In questi casi, qualora il segnale non sia eccessivamente anomalo da risultare inutile alla statistica, si deve far ricorso ai metodi integrali per ricavare la frequenza principale. Alcuni esempi di tali di anomalie sono riportati nelle prossime figure. Il verificarsi di questi eventi è risultato comunque ridotto per cui è stato sufficiente affrontare l'analisi con la tecnica puntuale descritta per avere un campione statistico significativo. L'analisi delle anomalie ha comunque dato spunto per riflessioni sui possibili comportamenti delle scariche.

```
Features =
    Max: 8.4500e-001
    tmax: -2.4310e-006
    T: 1.4489e-005
    w: 4.3366e+005
    Tdev: 4.0022e-006
    alpha: -5.6044e+004
    En: 4.7904e-006

Indicators =
    Note:
    ' std.dev.T peak2peak=
    0.27623 > 10% ;

    Rsquare best fit < 0.9; '

    tmax: 0
    Tdev: 1
    fit: 1
```

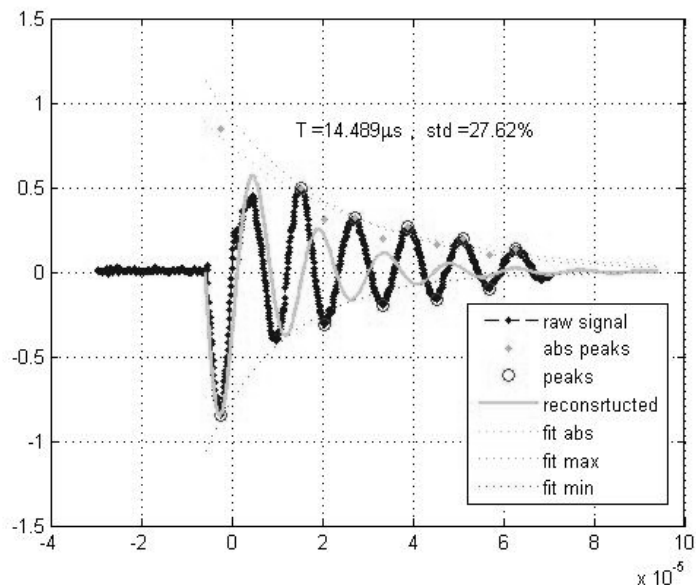


Fig.4.12) Esempio di scarica anomala per difetti di sincronismo di innesco dei moduli .

La figura mostra un caso in cui il primo massimo locale è inferiore al secondo per cui non viene rilevato, quindi la misura del periodo è compromessa. La deviazione da picco a picco rivela però un valore maggiore della soglia di accettazione ed accende un flag fra gli indicatori. Anche la bontà del fit è inficiata dall'anomalia ed un secondo flag viene attivato.

L'utilizzo degli indicatori avverrà in un successivo step di analisi in cascata della serie di data files collezionati. Ai fini di ottenere delle misure di grandezze derivate come induttanza e resistenza, mediando su serie di dati, gli

indicatori permettono di eliminare quei dati che a causa delle anomalie potrebbero produrre valori errati o outliers.

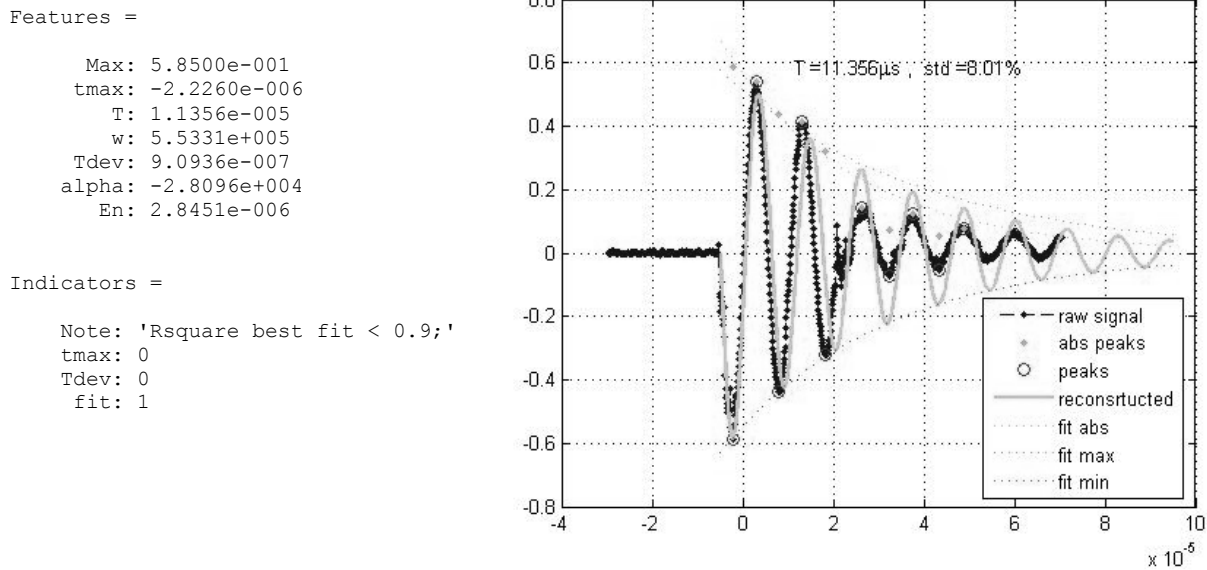


Fig.4.13) Esempio di scarica anomala e degli errori di rilevazione dell'analisi automatica.

In questo secondo caso un disturbo inatteso si manifesta sul segnale dopo due oscillazioni. Sulle successive si nota sia la riduzione della ampiezze, sia, meno palesemente, una dilatazione del periodo. Sebbene la deviazione fra i picchi non sia molto accentuata da allarmare il corrispondente flag, l' R_{fit}^2 di correlazione con la funzione ricostruita risulta insufficiente.

Così, effettuati circa 150 esperimenti fra febbraio e maggio 2006, con un 1, 4 e 8 condensatori, si è potuta dare una stima del valore di induttanza. La tipologia del circuito suggerisce che l'andamento atteso del valore di induttanza complessivo in funzione del numero dei moduli doveva comporsi di un contributo offerto dai moduli del banco L_1 che doveva rispettare le regole del parallelo, diminuendo in ragione inversa ad N , e di uno costante L_2 dato dalla testa della macchina. Come dimostrano le due prossime figure, i valori misurati sono in ottimo accordo gli andamenti attesi. Il fitting dei dati con una formula razionale $L_{tot}(N) = \frac{L_1}{N} + L_2$ forniscono il valore di 36.6 nH per la testa della macchina e 204.6 nH per ciascun modulo di scarica. Sebbene questo valore sia molto elevato, il parallelo dei 32 moduli contribuisce all'induttanza totale per $\frac{168.1}{32} \cong 5.25 \Rightarrow \frac{5.25}{(5.25 + 36.6)} = 12.55\%$.

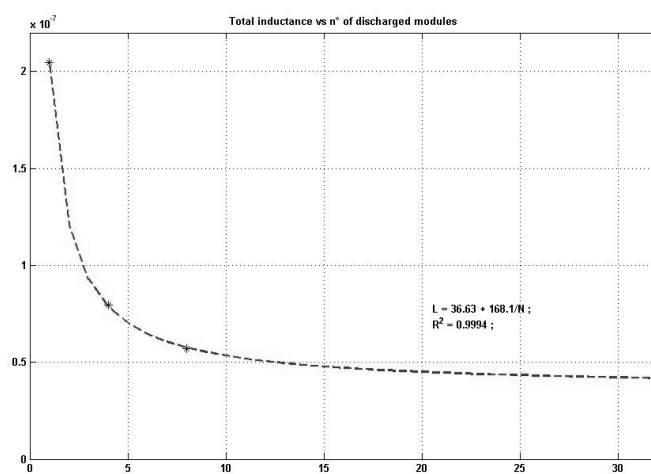
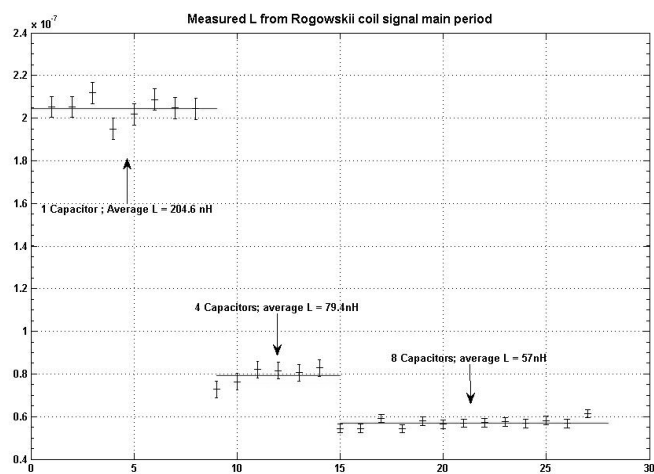


Fig.4.14) Dati di induttanza estratti dall'analisi delle prove di corto cir

Con dati valori di induttanza si può ricavare la stima della resistenza in base ai coefficienti α di smorzamento esponenziale ottenuti. Un esempio dell'estrazione statistica del dato da prove ad un condensatore, e il sunto dei dati da scariche a più condensatori sono riportati nelle prossime figure. Anche per la resistenza si trova un ottimo accordo con l'andamento teorico dettato dal parallelo.

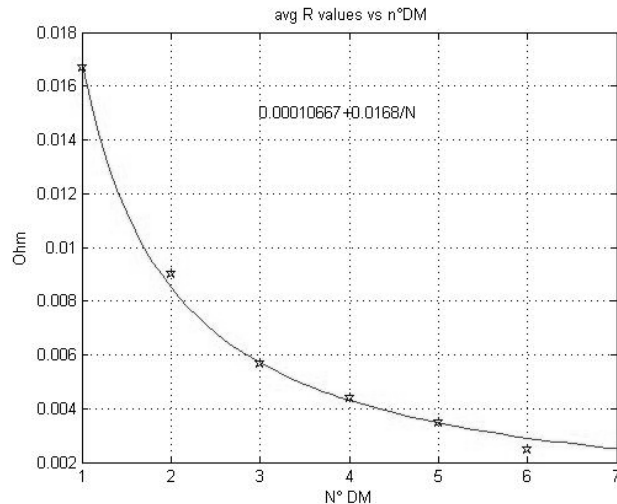
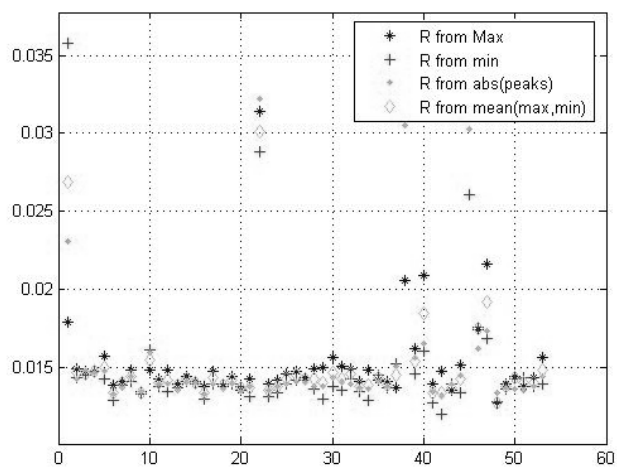


Fig.4.15) Estrazione dei dati di resistenza dall'analisi delle prove di corto circuito.

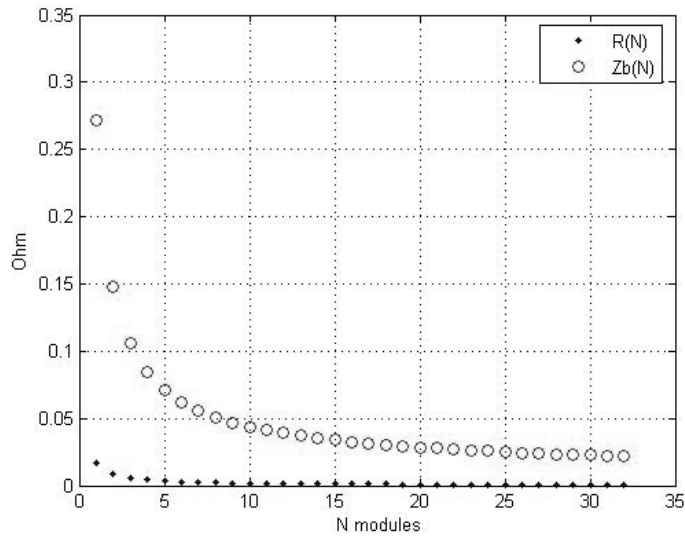


Fig.4.16) Confronto fra i valori di resistenza in funzione del numero di moduli paralleli (prolungati a 1:32 dai dati estratti sperimentalmente), ed i corrispondenti valori di impedenza equivalente del banco.

Come appare dalla figura il valore della resistenza imputabile al collettore con gli elettrodi cortocircuitati è trascurabile rispetto a quella dei moduli banco ed è sempre molto inferiore all'impedenza del banco

$$Z_b = \frac{2}{N} \sqrt{\frac{L_1}{C}} \text{ che dà lo smorzamento critico.}$$

La separazione evidente dei contributi di induttanza ed il carattere tipico del parallelo ha poi spinto a considerare l'adozione del modello induttivo capacitivo a due maglie che tenesse conto della presenza di una capacità parassita dovuta alle linee di trasmissione ed al collettore trascurando invece la dissipazione resistiva. La derivazione matematica dettagliata del modello è riportata nel paragrafo dedicato; la soluzione prevede la sovrapposizione di due cosinusoidi di tensione sulla capacità intermedia della trasmissione con frequenze diverse ed ampiezze uguali.

$$V_{C2}(t) = \frac{V_0}{L_1 \cdot C_2} \frac{\cos(\omega_1 t) - \cos(\omega_2 t)}{-\omega_1^2 + \omega_2^2}$$

Una volta note le grandezze $L_1(N)$, $C_1(N)$ dalla misura delle frequenze principali $f_1(N)$, si possono ricavare dalla misura delle frequenze di ripple $f_2(N)$ i parametri L_2 e C_2 con le formule:

$$C_2 = \frac{C_1}{1 - C_1 \cdot L_1 \cdot (\omega_1^2 + \omega_2^2) + C_1^2 \cdot L_1^2 \cdot \omega_1^2 \omega_2^2}$$

$$L_2 = \frac{-1 + C_1 \cdot L_1 \cdot (\omega_1^2 + \omega_2^2) - C_1^2 \cdot L_1^2 \cdot \omega_1^2 \omega_2^2}{L_1 \cdot C_1^2 \cdot \omega_1^2 \omega_2^2}$$

I risultati di questa applicazione, riassunti in tabella, hanno fornito un accordo sorprendente con le precedenti misure dell'induttanza L_2 .

<i>N° of Discharged Modules</i>	1	4	8
$C_1 = C_{Bank} = N \times 11 [\mu F]$	11 [μF]	44 [μF]	88 [μF]
<i>Fundamental f_1</i>	105.6 [kHz]	85.2 [kHz]	70.3 [kHz]
<i>Ripple f_2</i>	3.61 [MHz]	4.61 [MHz]	5.62 [MHz]
$L_1 = 168/N [nH]$ from simple RLC	168 [nH]	42 [nH]	21 [nH]
L_2 from 2 meshes LC model	36.6 [nH]	36.6 [nH]	36.6 [nH]
C_2 from 2 meshes LC model	64 [nF]	61 [nF]	60 [nF]

Il valore della capacità del carico C_2 è imputabile alla somma delle capacità del totale dei 128 cavi più quella del collettore. La misura con Voltmetro digitale della capacità del singolo cavo riporta 0.45nF mentre per i piatti paralleli del collettore si calcola un valore teorico di 5.9nF, da cui la capacità attesa $C = 0.45 \times 128 + 5.9 = 63.5$ nF.

Con i dati ottenuti è possibile prevedere le frequenze teoriche $f_1(N)$ e $f_2(N)$.

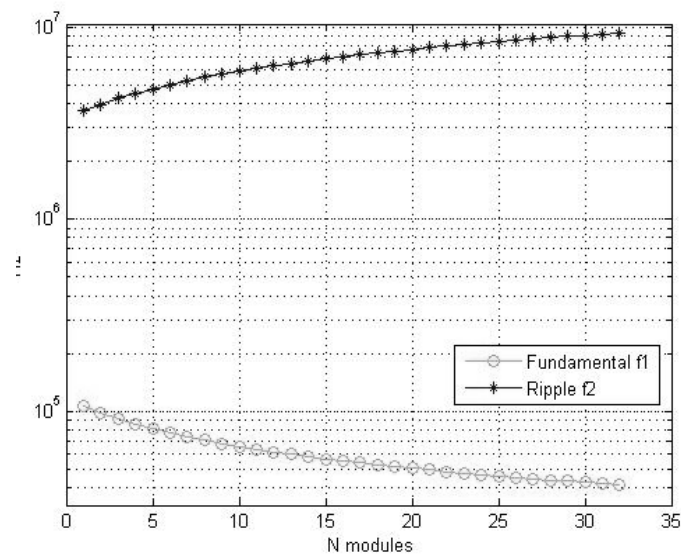


Fig.4.1 7) Valori previsti della banda di frequenza del segnale (andamenti della frequenza fondamentale e di ripple) in funzione del numero di moduli secondo l'analisi delle prove di corto circuito.

Ci si attenderà delle frequenze fondamentali che si riducono all'aumentare di N mentre i ripple aumenteranno. Un esempio degli output degli algoritmi creati per la valutazione delle frequenze di ripple è mostrato nella seguente figura. Le analisi frequenziali sono condotte utilizzando tecniche di trasformata FFT e wavelet continua in multirisoluzione temporale, strumento molto utile per la caratterizzazione dei contributi frequenziali e l'individuazione della loro localizzazione temporale grazie anche all'aiuto della rappresentazione grafica.

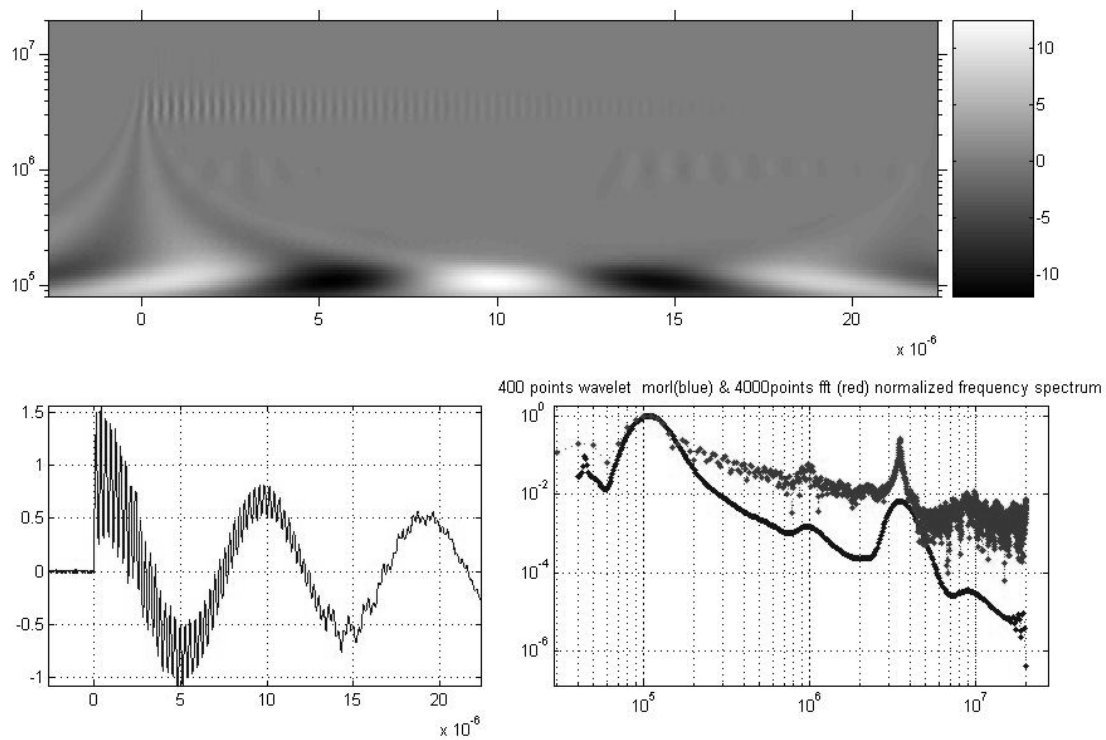


Fig.4.18) Esempi di spettri wavelet e FFT da prove di corto circuito calcolati su un segnale di tensione.

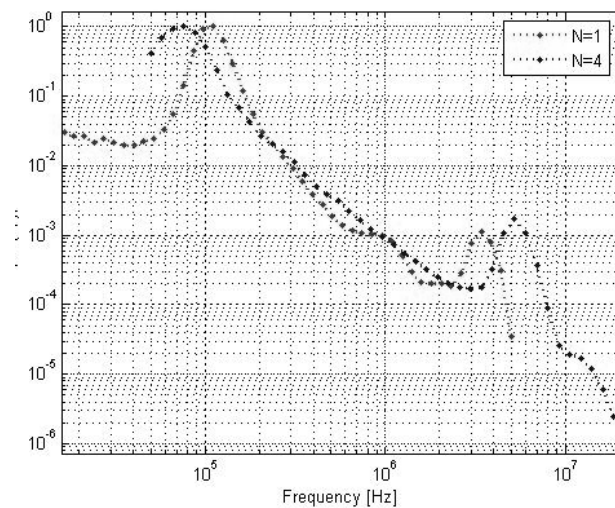


Fig.4.19) Il confronto fra due spettri wavelet fra due prove a 1 e 4 condensatori dimostra l'allargamento fra i picchi di frequenza come previsto dal modello.

Questo comportamento si traduce nella necessità di operare un compromesso sui settaggi dell'acquisizione. L'allontanarsi delle frequenze con l'aumentare di N , a fronte di una finestra di memoria per l'acquisizione limitata, costringe ad acquisire il segnale o con bassa risoluzione perdendo in dettaglio sulle alte frequenze qualora si sia maggiormente interessati alla storia a lungo termine della scarica, o viceversa ad utilizzare un'alta frequenza di campionamento per indagare sulle oscillazioni veloci riducendo il tempo totale di acquisizione.

4.4 Test Bdot

Il monitoraggio delle scariche sui singoli moduli è effettuato sfruttando le sonde B-dot inserite in ciascun canister degli switch. La sonda in se stessa è molto semplice ed è costituita da un nucleo cilindrico di materiale ferromagnetico di dimensioni $d=4\text{mm}$, $l=3\text{cm}$, su cui è avvolto un conduttore rivestito di resina isolante che compie 24 giri. I capi del conduttore sono collegati al connettore BNC che porge il segnale verso l'esterno. La natura ferromagnetica del core comporta una risposta non lineare all'eccitazione magnetica a causa della variazione della permeabilità μ del metallo. Quando il campo di induzione B supera il valore di saturazione, la permeabilità si riduce, il campo magnetico H all'interno del nucleo segue l'andamento $H=B/\mu$. La forza elettromotrice che si genera ai capi del conduttore, trascurando gli effetti resistivi è dato da :

$$V = N \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d(M_{12} \cdot I)}{dt}$$

Dove M è il coefficiente di mutua induzione con il circuito principale che genera la corrente magnetizzante I . Valgono le seguenti relazioni con L_1 e L_2 induttanze del circuito magnetizzante e della sonda. La caratteristica magnetica si può approssimare con due tratti di retta di pendenza data dalle diverse permeabilità magnetiche.

$$\begin{aligned} |M| &\leq L_1 \cdot L_2 \\ M &\propto \mu(I) \\ \mu &= \begin{cases} \mu_1 & \forall |I| \leq I_{sat} \\ \mu_2 & \forall |I| > I_{sat} \end{cases} \end{aligned}$$

Per una data corrente magnetizzante sinusoidale smorzata ed il conseguente flusso di induzione, si ha

$$V = M_{12} \cdot \frac{dI}{dt} + I \cdot \frac{dM_{12}}{dt} = M_{12} \cdot \frac{dI}{dt} + I \cdot \frac{dM_{12}}{dI} \frac{dI}{dt} = \frac{dI}{dt} \left(M_{12} + I \cdot \frac{dM_{12}}{dI} \right)$$

Le figure sottostanti riportano una simulazione puramente qualitativa del fenomeno. Si nota che l'effetto della saturazione, la transizione magnetica è evidenziata dal grafico a barre, si traduce in uno smorzamento accentuato della tensione ai capi dell'avvolgimento che svanisce quando la permeabilità ritorna ai valori di non saturazione provocando l'effetto netto di restringimento dell'impulso di tensione. Le due linee tratteggiate indicano il valore di soglia per la saturazione; si nota come le intersezioni con la curva del flusso corrispondono alle variazioni del regime magnetico ed al conseguente restringimento degli impulsi di tensione; tale effetto scompare quando il flusso si assesta a valori inferiori a tale soglia.

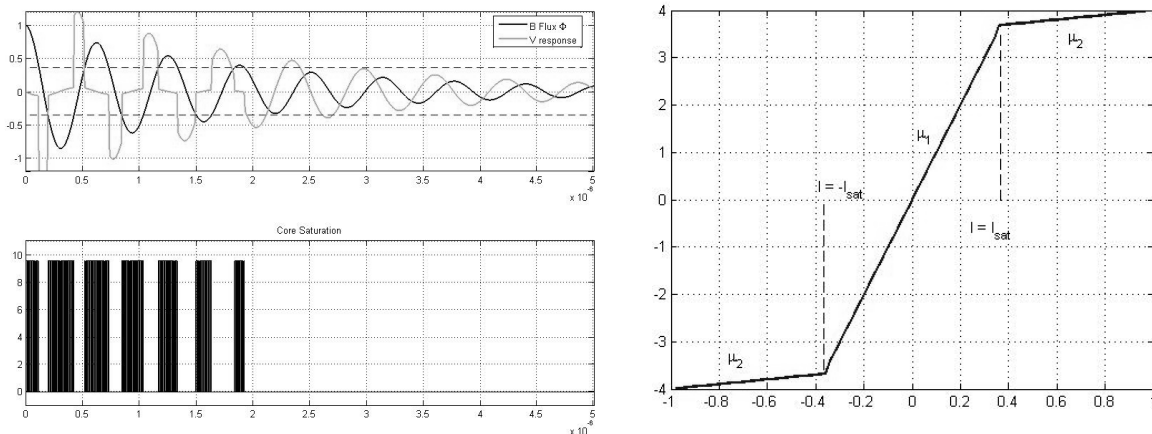


Fig.4.21) Previsioni numeriche del comportamento di un nucleo ferromagnetico soggetto a saturazione.

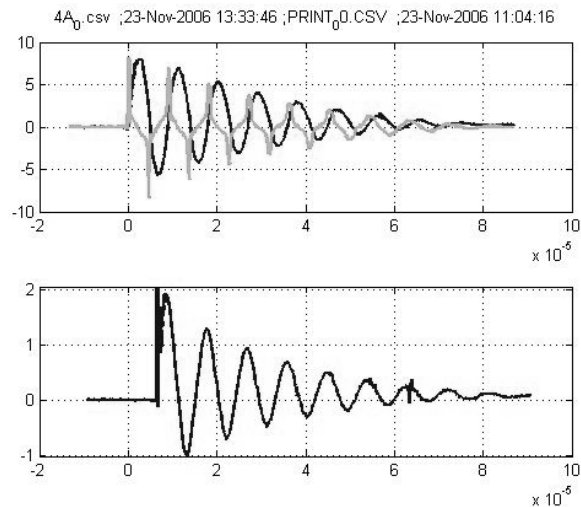


Fig4.22) Acquisizione del segnale sperimentale dai dispositivi Bdot durante i test di corto circuito.

Di seguito altre due figure di esempio dei fenomeni osservati durante dei test di corto circuito a due moduli. La sovrapposizione di diverse curve vuole evidenziare la sincronia e l'isofrequenzialità dei segnali ottenute da prove in cui i moduli hanno funzionato propriamente. Le curve tipo gradino sono i segnali di Sync out dall'oscilloscopio usati come riferimento temporale del trigger dell'acquisizione. Si nota come le due curve poi riproposte nella figura successiva non rispettano queste caratteristiche. In particolare si nota un lieve ritardo nell'innescio dei due moduli. Questo effetto provoca in primo luogo un aumento della frequenza principale rispetto alle scariche a due moduli dovuto ai differenti valori di capacità ed induttanza che intervengono (un modulo anziché due), poi si nota l'influenza reciproca fra i due segnali dovuta al reciproco trasferimento di energia da un modulo al secondo fino al riassetto verso fine scarica sulla frequenza attesa senza tuttavia la totale scomparsa del disturbo.

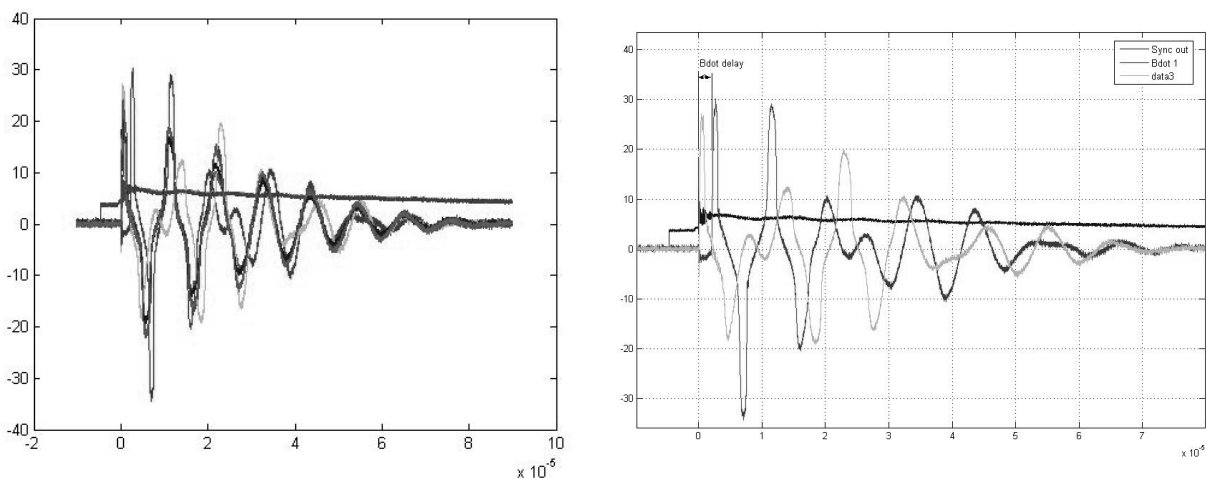


Fig4.23) Esempi di segnali sperimentali dalle Bdot durante scariche anomale.

Il segnale d'uscita delle sonde Bdot viene fatto passare attraverso un ponte raddrizzatore di diodi a soglia a cui è aggiunto un diodo Zener in serie per tagliare i picchi di tensione oltre il valore massimo sopportabile. Il segnale così ridotto ad un treno di onde quadre, viene quindi convertito in segnale luminoso attraverso un fotodiode e spedito tramite fibra ottica al modulo di controllo del sincronismo degli inneschi che determina quali dei 32

moduli non hanno dato la risposta attesa entro 15ns dall'arrivo del primo impulso. Gli esempi riportati si riferiscono ai segnali ai capi dei BNC prima della conversione ottica.

L'ultima serie di figure mostra il comportamento dei segnali quando si verifica un ritardo macroscopico fra gli inneschi. Si nota che lo switch su cui è montata la Bdot 1 interviene con notevole ritardo nella scarica come si nota dai segnali $I(t)$ e $V(t)$ che cumulano gli effetti. Il segnale della Bdot 1 risente in modo lieve dell'innesco del secondo switch mentre produce un segnale apprezzabile alla chiusura del proprio spark gap.

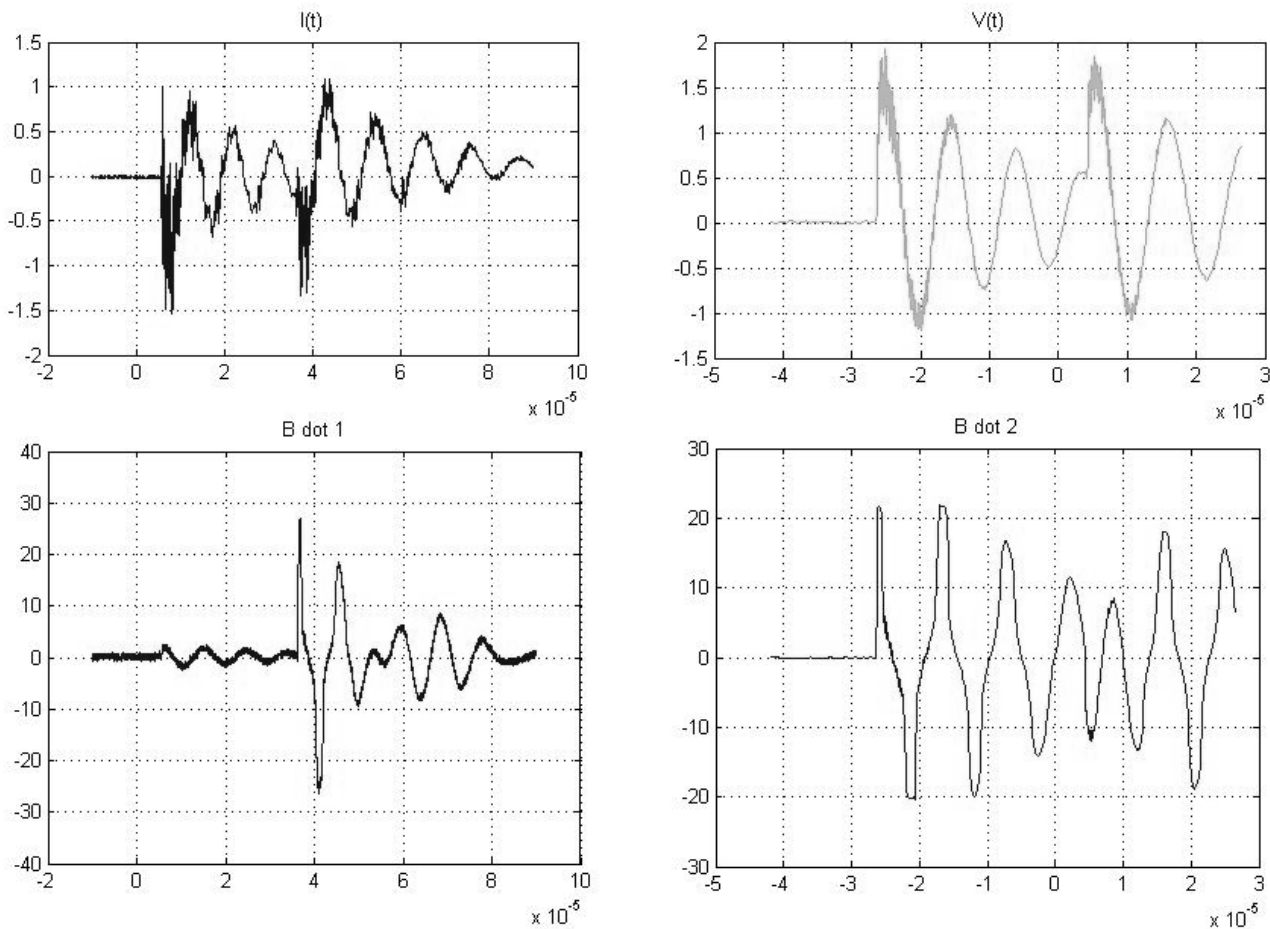


Fig4.24) Confronto fra due segnali Bdot da due moduli con innesco asincrono durante un test di corto circuito.

4.5 Altre considerazioni sui disturbi

Mentre si è riuscito facilmente a riconoscere ed ad analizzare le anomalie imputabili a ritardi di innesco, comportamenti meno chiari si sono verificati con frequenza non trascurabile. Due esempi sono riportati di seguito.

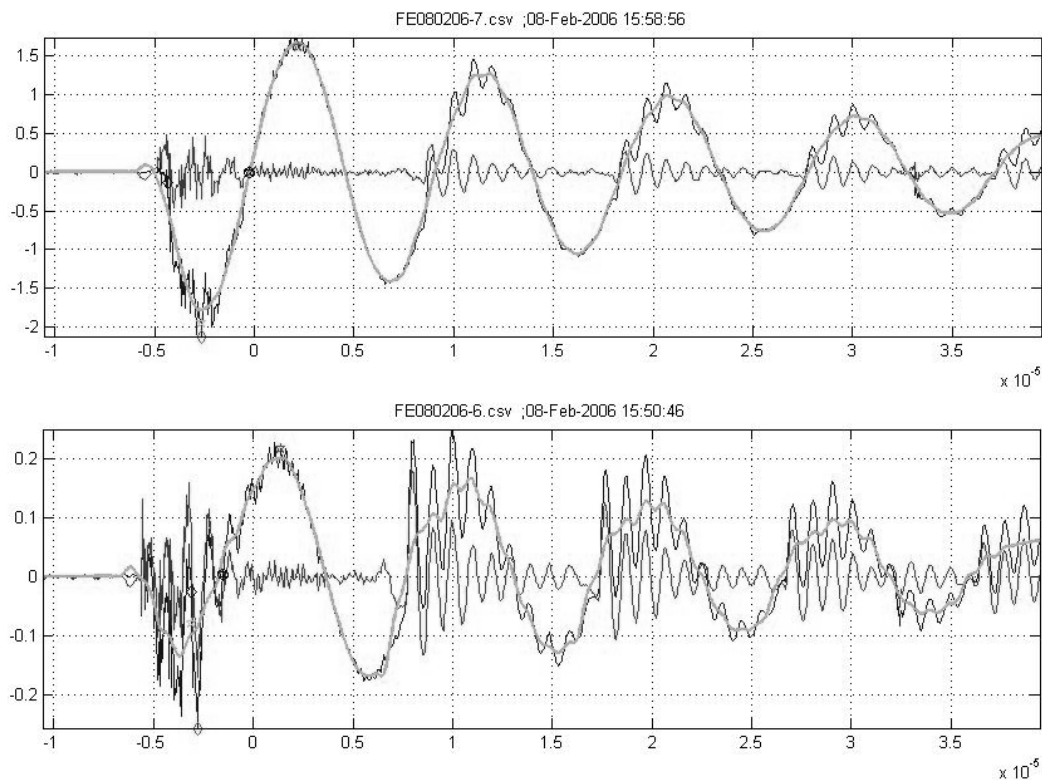


Fig4.25) Particolari casi di anomalie sui segnali di corrente. Si suppone che la causa sia l'innescio scariche parassite .

In ciascuna forma d'onda sono sovrapposti il segnale originale in blu, il segnale filtrato in verde, e la differenza tra questi in rosso. Il filtraggio è operato con tecnica di smoothing a finestra mobile con l'algoritmo di Savitzki-Golay usando un polinomio quadratico per l'interpolazione. La separazione dei due contenuti frequenziali mostra come l'accensione di un disturbo a frequenza elevata e smorzato ad ogni zero-cross, quando il fronte di salita della corrente interseca l'asse $y=0$. Tale fenomeno è ancora più evidente sugli spettri presentati di seguito relativi al secondo dei segnali presentati. La mappa in grigio è la colormap della trasformata wavelet continua $W(t,f)$ del segnale con una mother-wavelet di Morlet a sua volta rappresentata nel primo dei riquadri in basso a destra che ne evidenzia la frequenza propria. Il riquadro in basso a destra confronta gli spettri energetici del segnale ottenuti da algoritmo FFT con trasformata veloce di Fourier discreta in rosso e con la citata wavelet in blue. In angolo in basso a destra si ha il segnale originale.

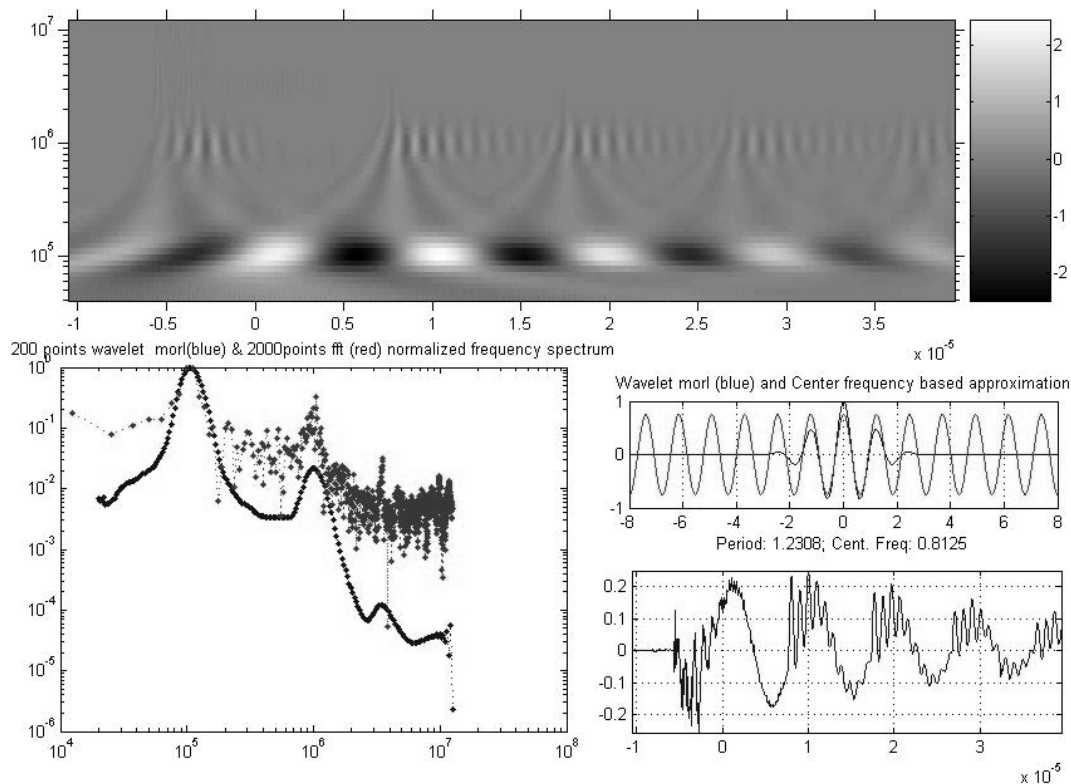


Fig4.25) Analisi frequenziale del segnale di figura 4.24.

La presenza di due contributi frequenziali così nettamente separati e localizzati nel tempo ha suggerito l'ipotesi che durante la scarica di alcuni condensatori, i rimanenti non caricati ma connessi alla testa della macchina e isolati dal gap del proprio interruttore, potevano invece influire sul circuito nel caso in cui il gap suddetto si fosse rotto a causa della propagazione della tensione dal collettore verso i moduli inattivi. In tal caso il circuito subirebbe una brusca variazione dei parametri del carico con conseguente variazione delle frequenze di oscillazione principali. L'aggiunta di moduli attivi in parallelo porta infatti ad una diminuzione del valore di induttanza e quindi del periodo. Inoltre i transitori a gradino che si innescano su diverse linee possono provocare risposte in frequenze maggiori dovute ai parametri del tratto di linea.

Va poi riportato che le scariche di corto circuito avvenivano a tensioni relativamente basse 4-7kV da non avere correnti troppo elevate. In questo regime il breakdown è affetto da un'incertezza statistica che può provocare ritardi di innesco dell'ordine dei tempi di scarica. Perciò scariche effettuate con un numero nominale di condensatori carichi potevano restituire parametri misurati più prossimi a quelli teorici relativi ad un numero diverso di condensatori utilizzati. Ancora, a queste tensioni la corrente che fluisce nel plasma acceso negli spark gap può essere così ridotta che la scarica sia al limite dell'auto sostenibilità (self sustaining) ed ad ogni inversione di corrente passando per il punto di zero, la scarica subisce un temporaneo spegnimento con una forte ricombinazione delle particelle cariche e quindi un abbattimento della conducibilità. Il fenomeno è anche noto come current chopping ed inibisce il passaggio finché non si sia ristabilito un certo campo elettrico a causa dell'aumento di densità di cariche sugli elettrodi.

A seguito di queste considerazioni si è pensato di intervenire contro tale evenienza aumentando la pressione di riempimento degli spark gap che non avrebbero dovuto partecipare alla scarica. Così facendo si aumenta la soglia di tensione necessaria per l'auto innesco (self-triggering) riducendo la probabilità dell'evento.

La figura che segue riassume l'estrazione dei periodi da una serie di test effettuati fra il 7 ed il 20 settembre 2006 che avvalorata la tesi supportata. Si nota che successivamente al riempimento l'andamento dei periodi si stabilizza e non presenta ulteriori comportamenti anomali.

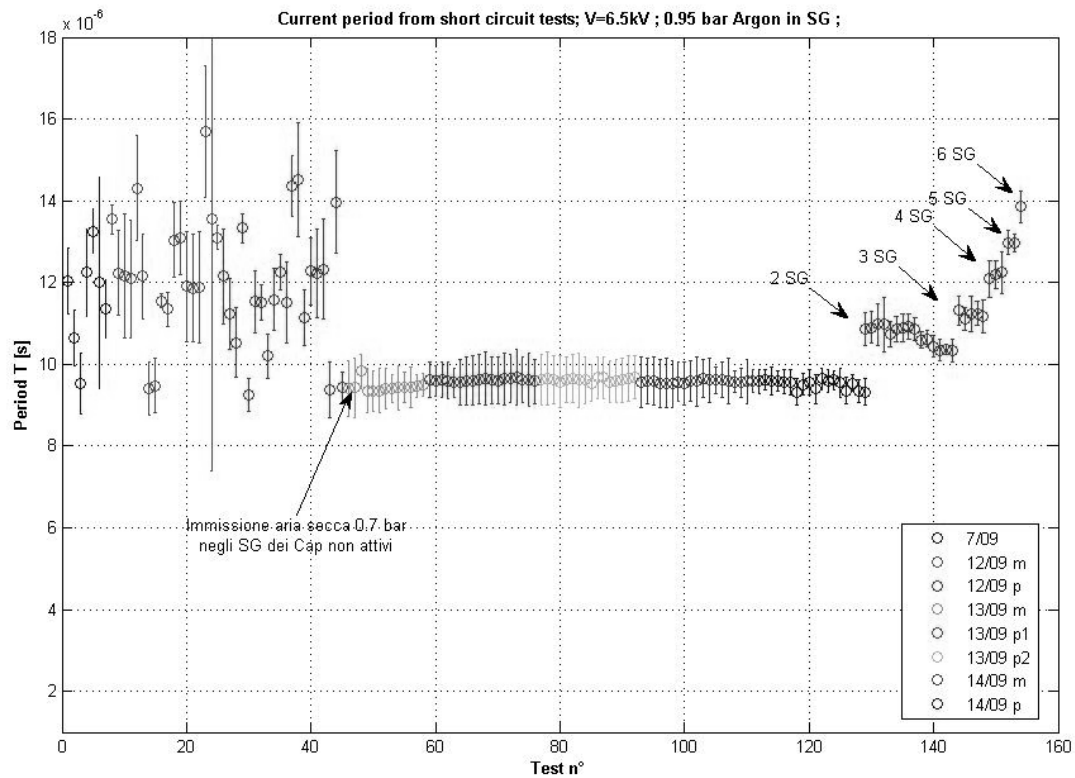


Fig4.26) Conferma sperimentale della stabilizzazione dei periodi di scarica a seguito della pressurizzazione dei moduli spark gap non caricati ma connessi durante la scarica. Il maggiore isolamento al breakdown “inverso” sui moduli inattivi ha prevenuto la presenza di scariche anomale.

4.6 Le scariche al plasma

Le scariche al plasma del PFMA1 hanno prodotto la loro prima luce agli inizi del 2007.

Terminata una lunga fase in cui diversi interventi sui componenti originali si sono resi necessari, sui cavi di carica e scarica, sugli elettrodi principali e sul supporto in PVC dell'isolante ceramico, si è potuti procedere ai primi esperimenti di scarica sui gas a bassa pressione all'interno della camera da vuoto.

Come accennato, durante l'inizio dell'anno, si è ritenuto indispensabile sia per la sicurezza, sia per il funzionamento della macchina, migliorare il grado di tenuta del gas SF₆ all'interno degli involucri degli switch. Una perdita ingente del gas si poteva osservare sul manometro dell'impianto di ricircolo che, in tempi dell'ordine dei 10 minuti, mostrava una diminuzione di pressione dai 0.2bar di riempimento a circa la metà; detto V il volume complessivo dell'impianto pari circa 150 litri, n il numero di molecole per unità di volume, poiché l'SF₆ ha una massa molare M_{mol} di 154 g/mole, il gas fuoriuscito è pari a

$$m_{out} = \Delta n \cdot V \cdot m_{SF_6} = \frac{\Delta p}{kT} \cdot V \cdot \frac{M_{mol}}{N_A} \cong 92 [g] ; \text{ con l'ausilio di un naso elettronico poi era stata rilevata una fuga}$$

sulla maggior parte dei cavi coassiali di scarica da alta tensione che trasmettono l'energia dai condensatori alla testa della macchina. I suddetti cavi sono innestati sugli interruttori spark gap in un contenitore metallico che funge da schermo elettrico per la minimizzazione dell'induttanza, nel quale è presente una pressione di gas SF₆ fino a 0.2 bar che funge da isolante fra parte in tensione e schermo a massa. E' necessario quindi garantire l'impermeabilità del cavo evitando le fuoriuscite di gas che vanificherebbero gli scopi di isolamento elettrico. Bisognava sostituire il precedente sigillo, in silicone General Electric RTV, su cui si era già precedentemente intervenuti con scarso successo a causa della bassa aderenza fra questo silicone e il polietilene del cavo. La nuova procedura consisteva nell'impregnare le estremità di tutti i 128 cavi presenti sull'apparato mediante un particolare silicone della Sylgard bi-componente che veniva colato e pressurizzato tramite aria secca ad 1 bar per assicurare l'ingresso del collante nell'intercapedine fra la guaina isolante in polietilene e le calze metalliche dei conduttori. Tali cavi venivano poi lasciati asciugare a temperatura controllata e testati prima di essere rimontati. L'operazione ha assorbito oltre un mese di lavori.

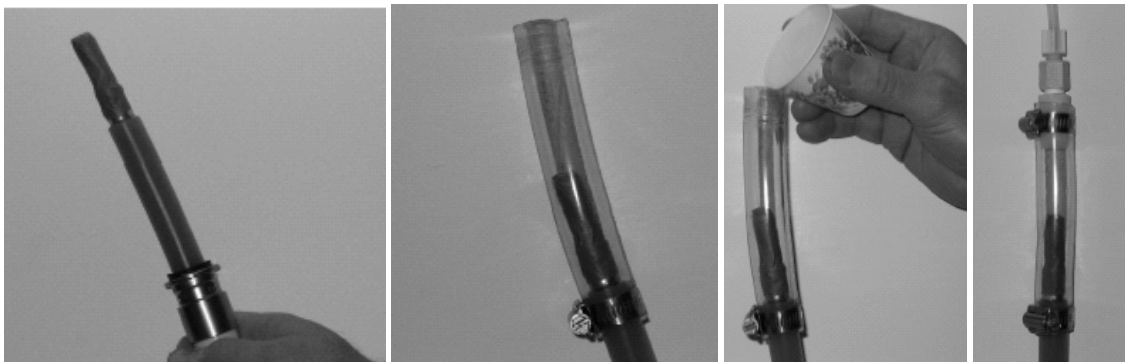


Fig 4.27) Tecnica di impregnamento dell'estremità dei cavi di scarica con colla isolante per garantire la tenuta alle fughe di gas.

Terminato con successo tale intervento si è potuti procedere, nel Febbraio 2007, alle prime scariche ad elevata energia sui gas in camera da vuoto utilizzando tutto il banco dei condensatori. Per i primi spari si è scelto di

utilizzare gas He⁴, chimicamente nobile e con bassa reattività nucleare, per ricercare il punto di lavoro opportuno relativamente alla correlazione fra pressione del gas in camera e tensione di carica. Quest'ultima era settata a 25 kV, valore sufficientemente alto da minimizzare la probabilità di alti jitter nell'innesco dei moduli paralleli.

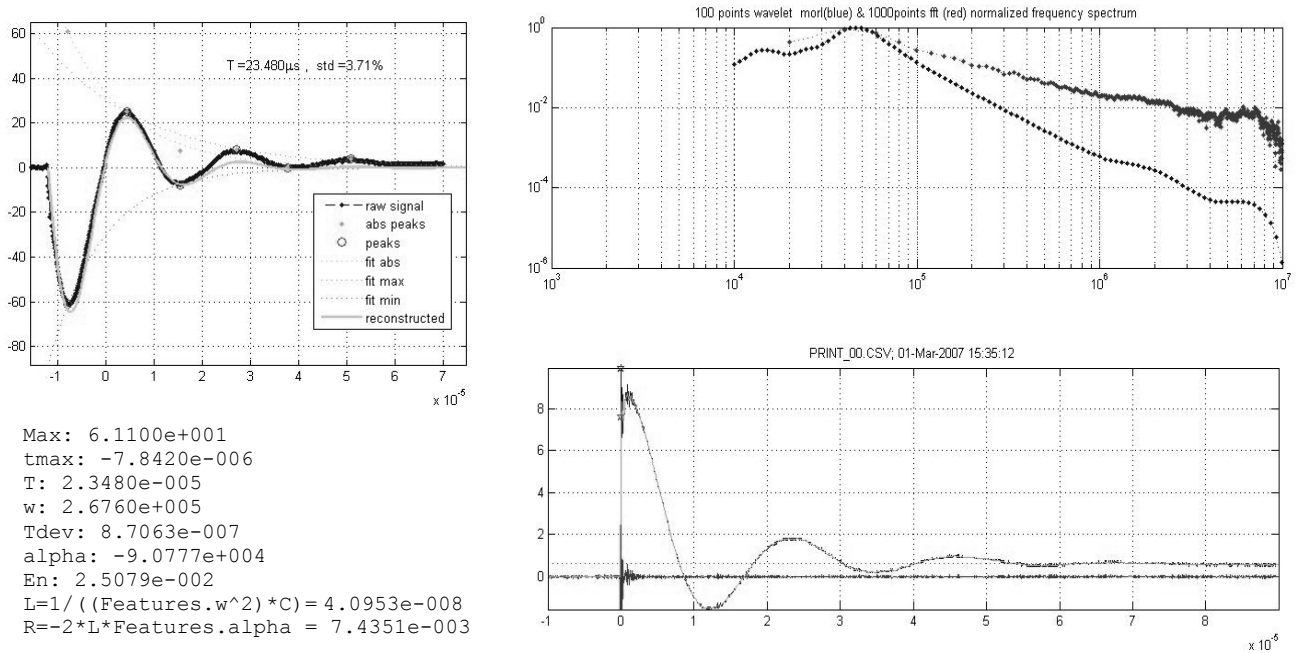


Fig 4.28) Output dell'algoritmo analizzatore per le prove di corto circuito su un segnale da esperimento di scarica al plasma.

Numerose differenze risaltano rispetto alle waveform dei corto circuiti operate con un minor numero di condensatori: i valori di picco della corrente sono ben maggiori, lo smorzamento è molto più accentuato e la dilatazione dei periodi di oscillazione appare più evidente, lo spettro di $V(t)$ mostra una frequenza principale dell'ordine di 5×10^4 . Si nota poi che il valore di induttanza $L \approx 41[\text{nH}]$ estratto dal segnale $I(t)$ è in ottimo accordo con le previsioni ottenute con le analisi sui corto circuiti. E' invece maggiore il valore della resistenza, stante la diversa natura del conduttore rispetto al ponte metallico usato per i corto circuiti. Bisogna tuttavia utilizzare tale dato con la dovuta incertezza per vari fattori; innanzitutto la resistenza non è costante: la scarica sul gas comporta una variazione molto brusca della resistività del conduttore a causa della ionizzazione a valanga e conseguente transizione allo stato di plasma in tempi dell'ordine di 10^{-8} , 10^{-7} s; successivamente il riscaldamento ohmico contribuisce, in tempi che dipendono dalla natura del circuito che alimenta il fenomeno, a diminuire ulteriormente la resistività; in ultimo il moto della guaina di plasma, previsto dal modello snowplow al più solo per la prima semionda, comporta un termine di resistenza fittizia dovuto alla variazione di induttanza secondo le equazioni di circuito:

$$V_0 = \int_0^t \frac{I(t^*)}{C} dt^* + RI(t) + \frac{d(L(t)I(t))}{dt} = \int_0^t \frac{I(t^*)}{C} dt^* + (R + \dot{L})I(t) + L(t)\dot{I}(t)$$

Si può poi osservare, sul segnale di corrente e ancor più su quello di tensione, che le curve subiscono un lieve offset durante l'evoluzione del segnale, probabilmente dovuto ad una certa carica che si accumula sui cavi stessi che li trasmettono. Questo effetto falsa l'esatta ricostruzione delle curve esponenziali da cui si determina il dato di resistenza.

E' interessante notare che anche la durata dei ripple iniziali sui segnali di tensione è molto più ridotta.

Durante queste prime esperienze ci si è però presto scontrati con diverse irregolarità dei segnali prodotti a causa di difetti di sincronismo nell'innesco degli switch, nonostante le tensioni di scarica così elevate.

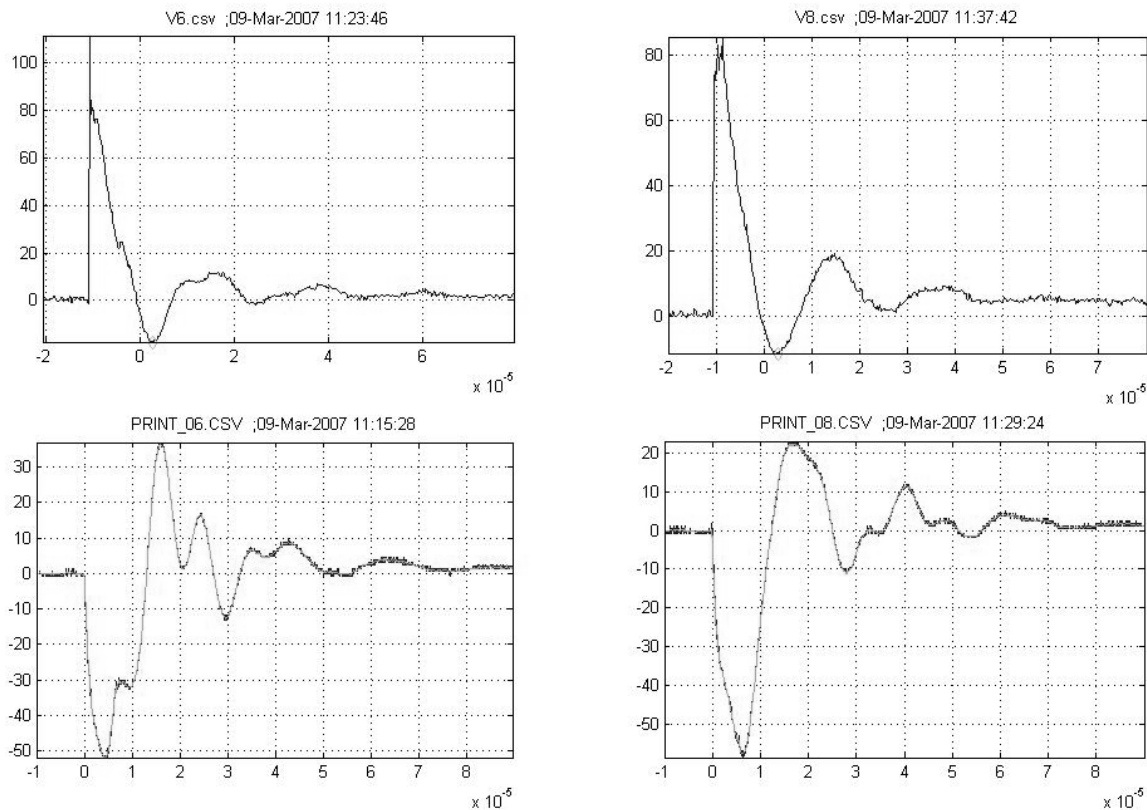


Fig 4.29) Esempio di scariche irregolari.

Il gas di riempimento usato era l'aria secca, come da progetto mantenuta a pressione di circa 0.4 bar ed in flusso continuo a circa 5 Normal-litri/min. Ci si è accorti in seguito il sincronismo tende a migliorare col procedere delle scariche ma anche mantenendo il riempimento statico ed evitando di flussare, misura effettivamente necessaria per regimi ripetitivi in cui è richiesto il raffreddamento degli elettrodi dello spark gap. Sempre in sede di test si è pervenuti alla conclusione che la migliore pressione di esercizio per gli spark gap va relazionata alla tensione di lavoro in modo da mantenere il rapporto tra questa e la tensione di self breakdown a circa 0.8, come esplicitamente espresso nelle raccomandazioni del costruttore di cui sono sopra riportati i grafici di riferimento.

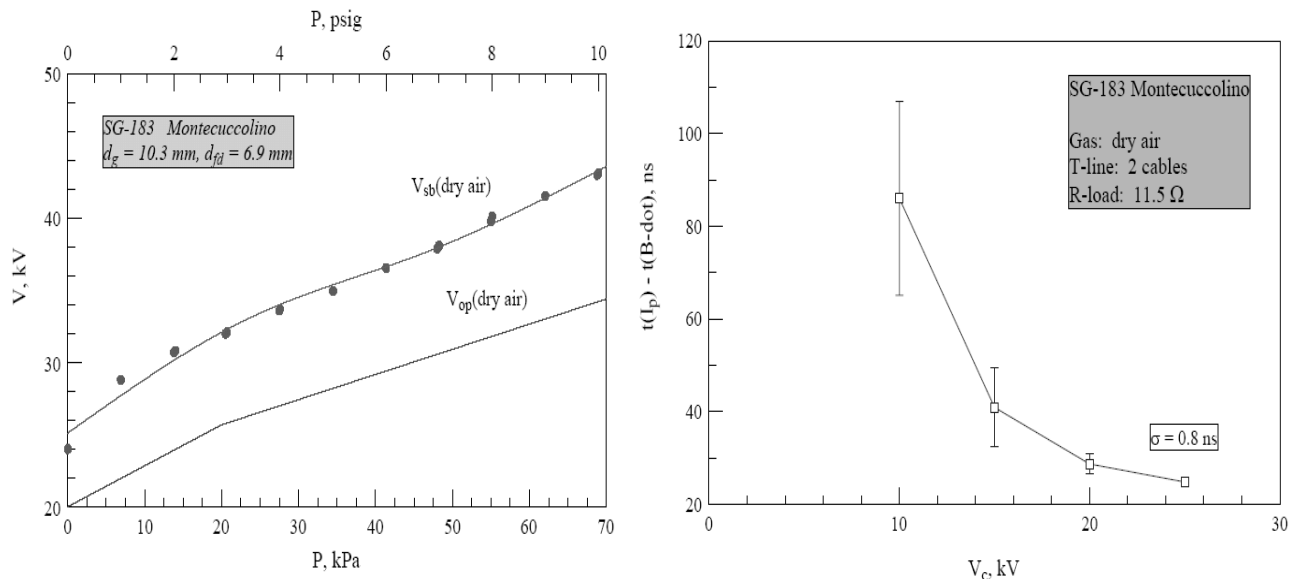


Fig. 4.30) Caratteristiche di funzionamento degli spark gap: tensione di self breakdown ed operativa raccomandata, jitter di innesco in funzione della tensione.

Dopo poche giornate di test, i lavori si sono dovuti nuovamente interrompere. La causa è stata un evento esplosivo provocato dalla formazione di un arco elettrico in aria che ha fortunatamente procurato solo dei gravi danneggiamenti ad uno dei cavi di scarica. La causa dell'evento è stata imputata alla particolare soluzione tecnologica adottata per saldare la calza conduttrice del cavo al connettore maschio Multicontact. La tecnica utilizzata, diversamente da quanto mostrato nello schema sottostante, lascia scoperto il bordo circolare del puntale di estremità che è quasi interamente coperto da una guaina isolante termorestringente. Al passaggio di correnti impulsive tale bordo può portarsi ad alto potenziale a causa di fenomeni di induzione magnetica, generati dal percorso non rettilineo della corrente che a tali frequenze fluisce superficialmente. Si genera così una sorgente di ionizzazione dell'aria circostante per effetto punta, già sottoposta alla differenza di potenziale fra le due pareti del collettore.

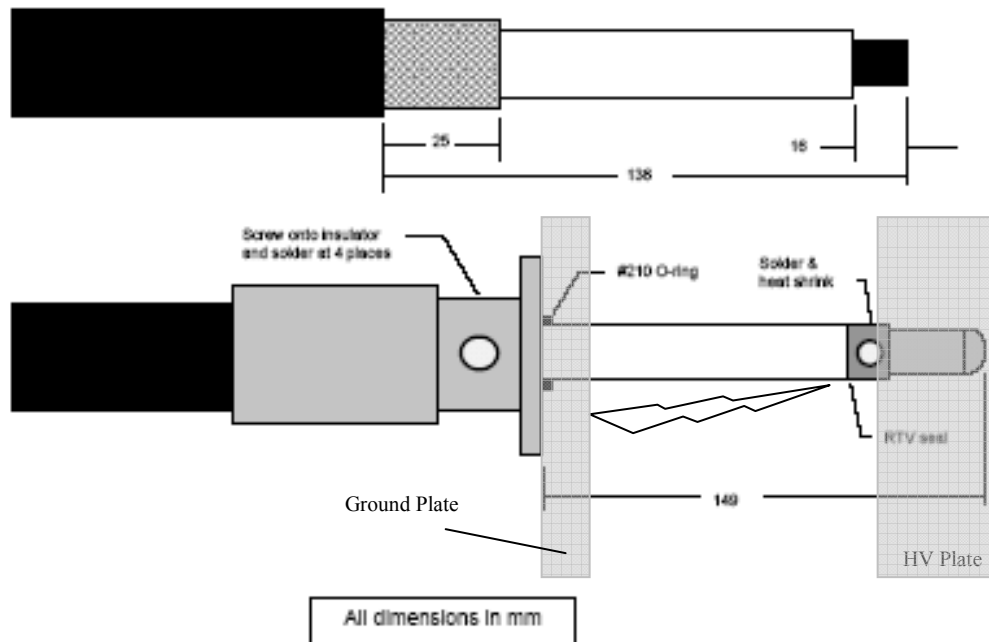


Fig 4.31) Schema della soluzione di montaggio dei cavi fra i piatti di alta tensione.

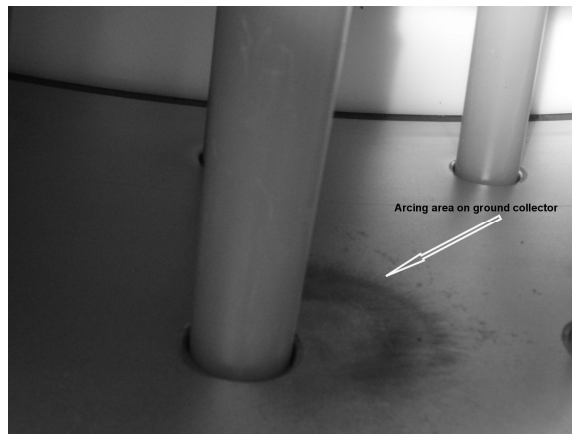
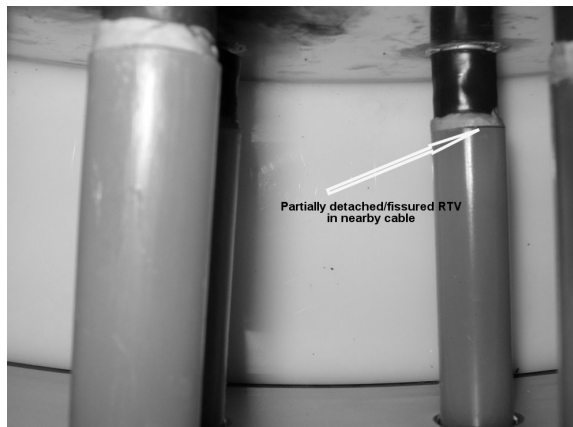
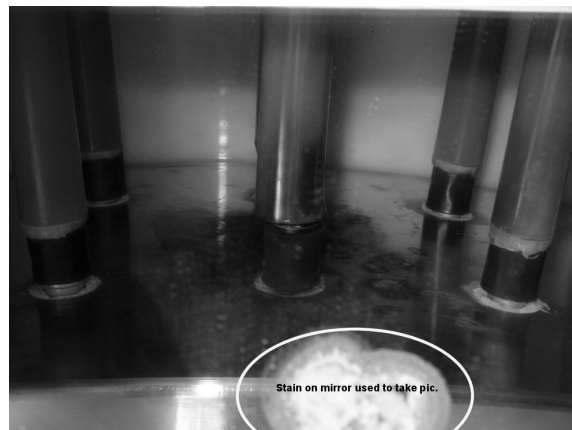


Fig 4.32) Danneggiamenti dei cavi di scarica a seguito della formazione e tracce di un arco elettrico molto energetico innescatosi fra i piatti in tensione durante un esperimento. La causa è stata imputata al bordo scoperto del puntale che sporge dal piatto.

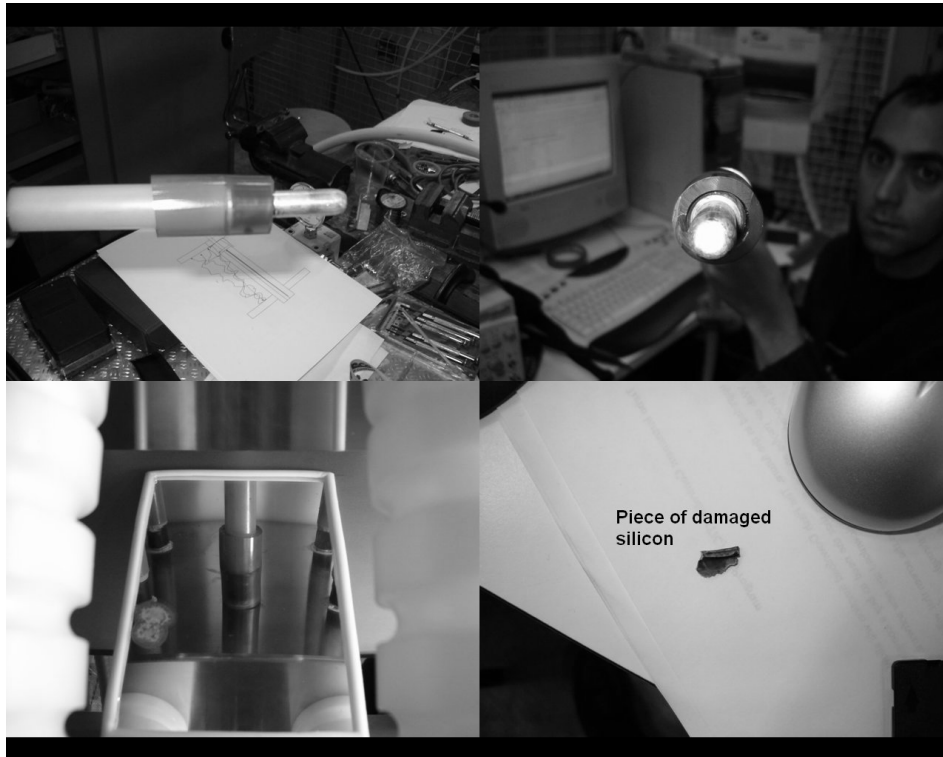


Fig 4.33) Schema della soluzione adottata per isolare possibili fonti di innesco di archi elettrici.

Si è dovuto quindi rimediare eliminando uno dei moduli dal banco per l'assenza di cavi sostitutivi. Prima di procedere ad altri test si è ritenuto opportuno cercare di ridurre la probabilità di ulteriori eventi di tale natura aggiungendo una guaina protettiva d'isolamento sulla parte terminale del polo di alta tensione dei cavi di scarica, sovrapposta al bordo del connettore.

Gli esperimenti successivi si sono voluti preparare adottando una strategia più cautelativa. Cominciando da basse p dell'ordine dei decimi di mbar e tensioni intorno ai 16 kV, minimo utile per garantire un buon sincronismo d'innesco degli interruttori, si sono prodotte circa un centinaio di scariche indagando la regione $p = 0.1:3$ mbar, $V = 16 : 19$ kV. Diversamente dagli esperimenti precedenti, l'aria secca degli spark gap era mantenuta a pressione atmosferica in regime statico.

Gli andamenti delle scariche mostravano un andamento via via più regolare, sebbene non mancassero eventi anomali. Un tipico esempio di pre-trigger di un modulo che auto innesca la scarica anticipatamente rispetto al resto del banco è facilmente riconoscibile da forme d'onda come quelle che seguono. Si nota come le oscillazioni sia principali che di ripple, oltre ad avere uno smorzamento poco efficace, hanno i valori di frequenza corrispondenti alla scarica di un solo condensatore. Inoltre i valori di corrente risultano ben minori.

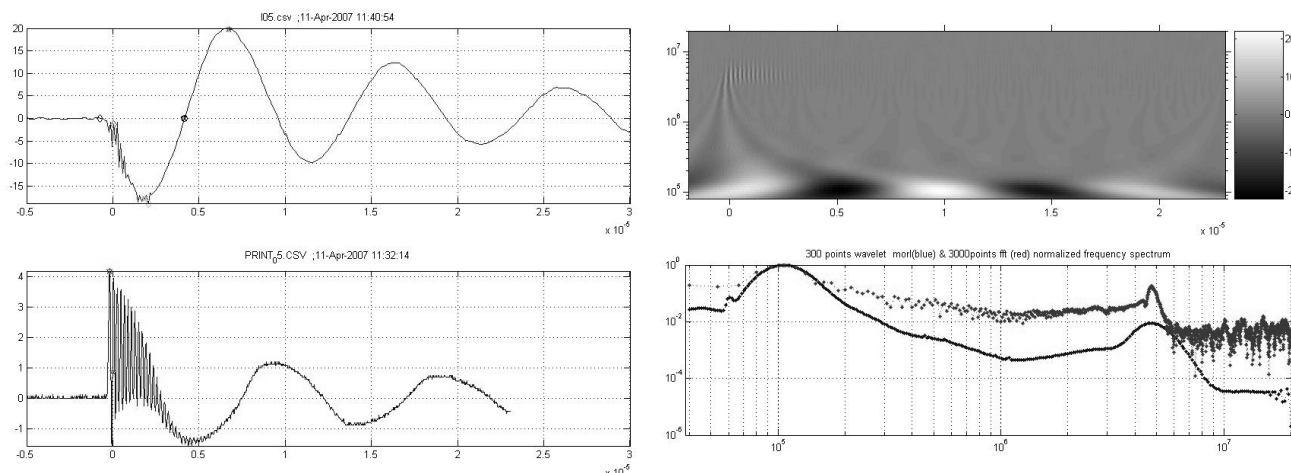


Fig 4.34) Esempio di pre-fire causato dall'innesco anticipato di un modulo per self breakdown che triggera l'acquisizione.

Un altro esempio di misfirng di due moduli con innesco ritardato è riportato nella figura seguente, si nota dalla mappa wavelet come i contributi frequenziali, dalla prima scarica a 29 moduli, alle successive ad un solo modulo, siano nettamente diversi. E' anche ben evidente, su un segnale come questo campionato a bassa risoluzione, l'offset che si che influenza il segnale.

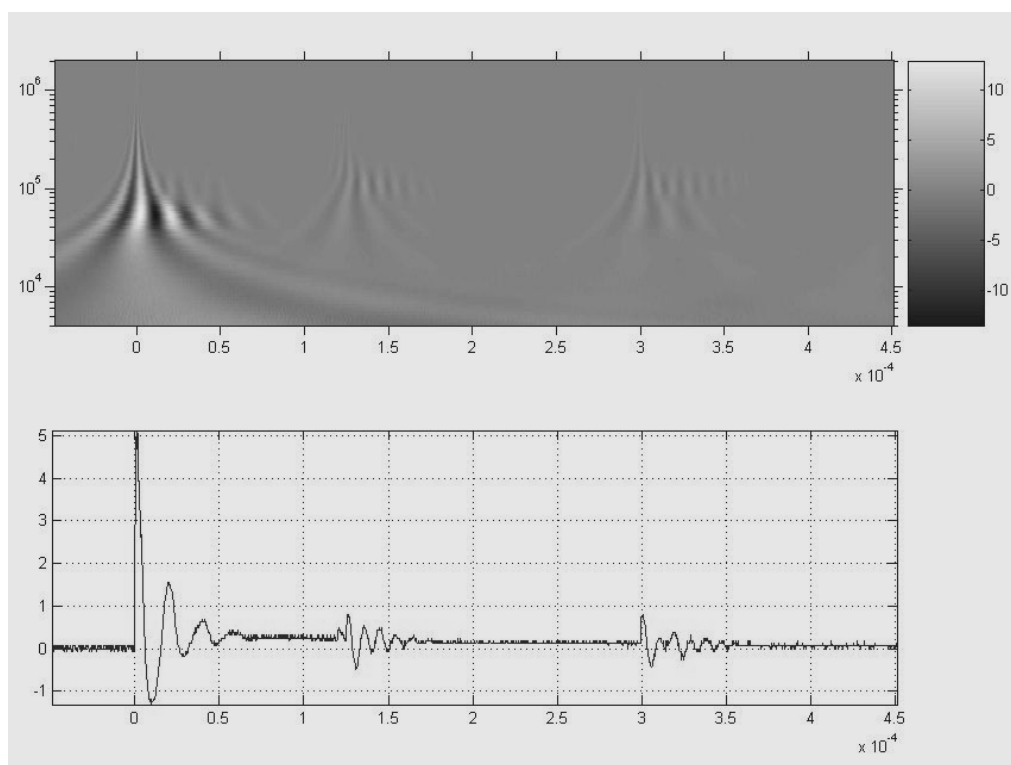


Fig 4.34) Esempio di mis-fire con evidenti inneschi ritardati di due moduli.

Durante la primavera diversi nuovi problemi di carattere tecnologico si sono manifestati. La figura che segue mostra le due forme d'onda acquisite in sede della prima rottura dell'isolante ceramico che si è verificata il pomeriggio del 3 Maggio 2007. E' risultato subito evidente il carattere oscillatorio persistente dei segnali nonostante i valori dei picchi sia di corrente che di tensione siano propri della scarica di tutto il banco anziché di

un solo modulo. In particolare la corrente ha raggiunto valori inattesi tanto da fuoriuscire dalla scala settata sull'oscilloscopio. Questo dato ha suggerito di scartare l'ipotesi di un self trigger di un modulo e di considerare l'eventualità che un corto circuito si fosse generato fra i due elettrodi principali.

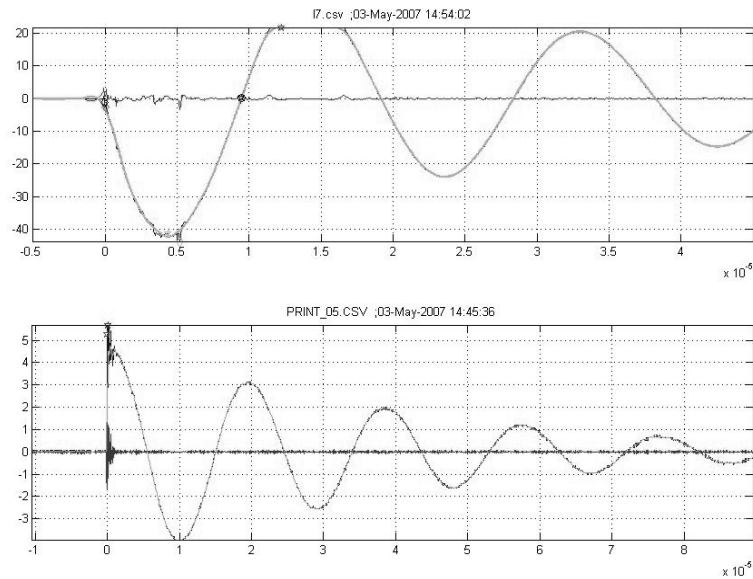


Fig 4.35) Segnali sperimentali della scarica in cui si è verificata la rottura dell'isolante ceramico. Si nota lo smorzamento ridotto delle sinusoidi causato dal corto circuito.

All'apertura della camera l'ipotesi ventilata di rottura della ceramica è stata confermata. Tutta la parte del tubo ceramico che sporgeva al di fuori del supporto di Delrin era sbriciolata, la scarica si era evoluta totalmente nella zona di in cui il campo elettrico è massimo, fra il bordo del foro della flangia dell'elettrodo esterno e la circonferenza della parete di quello interno affacciata su tale bordo. Dal punto di vista circuitale ciò si traduce sia in un'induttanza decisamente minore, sia in una probabile assenza del moto del plasma quindi ad un termine d'impedenza dovuto all'aumento di induttanza che viene meno. Inoltre il percorso della scarica è molto più ridotto rispetto al giro sull'isolante per cui, a parità di resistività del plasma, la resistenza totale è minore. Tutto ciò si traduce in uno smorzamento di $I(t)$ e $V(t)$ molto inferiore rispetto a quelli attesi in condizioni normali. Si può poi notare dalla prossima figura che il valore di induttanza di 26 nH estratto dal segnale $V(t)$, adoperando la stessa tecnica utilizzata per le prove di corto circuito, è di poco maggiore del valore totale 41 nH meno il

contributo degli elettrodi coassiali principali $L_{el} = \frac{\mu_0}{2\pi} l_{el} \log\left(\frac{R_e}{R_i}\right) = \frac{4\pi \cdot 10^{-7}}{2\pi} 0.16 \cdot \log\left(\frac{170}{96}\right) \approx 18 \cdot 10^{-9}$; inoltre

la variazione del periodo durante tutto il fenomeno è trascurabile a conferma che la scarica non si è spostata dalla base degli elettrodi.



Fig 4.36) I frammenti della ceramica esplosa durante la scarica.

Features =

Max: 3.9375e+000
 tmax: 9.4000e-006
 T: 1.8840e-005
 w: 3.3350e+005
 Tdev: 3.7350e-007
 alpha: -2.2788e+004
 En: 2.6189e-004

Indicators =

Note: ' '
 tmax: 0
 Tdev: 0
 fit: 0

$C = 31 \times 11 \times 10^{-6}$;

$L = 1 / ((\text{Features.w}^2) * C) = 2.6366 \times 10^{-8}$

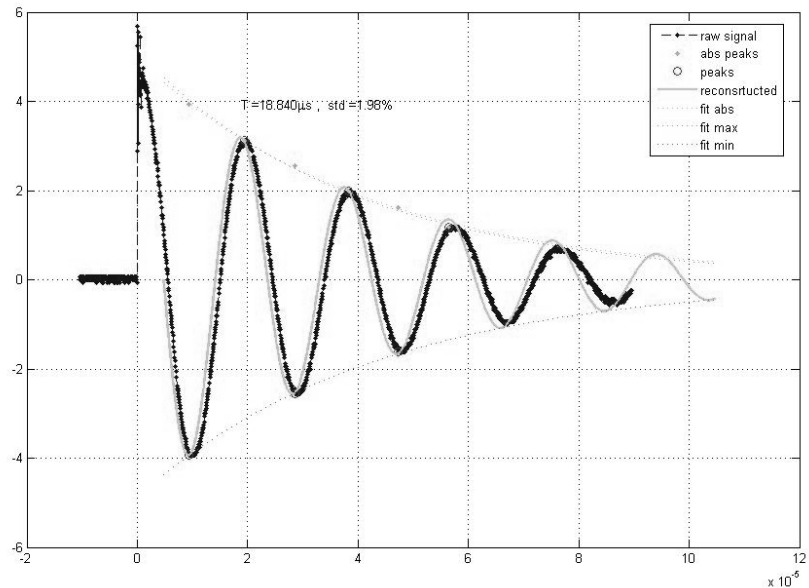
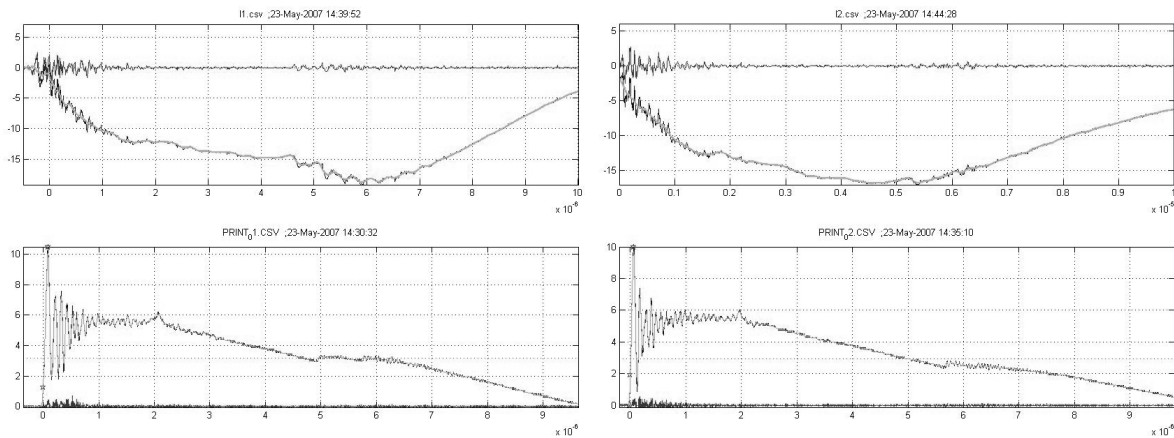


Fig 4.37 Analisi del segnale di corto circuito dovuto alla rottura dell'isolante. L'induttanza estratta ha il valore relativo alla chiusura del circuito alla base degli elettrodi.

Nel giro di pochi giorni si è provveduto a ripristinare il core della macchina eseguendo un'accurata pulizia degli elettrodi e l'assemblaggio del nuovo isolante ceramico. Dopo due giornate di esperimenti effettuati il 14 e 15 Maggio 2007, per la prima volta il 23 Maggio 2007 sono apparsi i primi fenomeni di pinch con i caratteristici tratti sulle forme d'onda di $I(t)$ e $V(t)$. Dalle figure che riportano in ordine cronologico le prime 4 scariche di quel pomeriggio, si nota come accenni di uno spike su $V(t)$ si sono manifestati fin da subito mentre i segnali $I(t)$ apparivano piuttosto irregolari per poter stabilire se il comportamento fosse tipico dei fenomeni di pinch o imputabile a disturbi diversi. Col procedere delle scariche tutto è apparso più chiaro. Da qui in avanti i segnali riportati saranno spesso ristretti alla prima semionda in modo da evidenziare il dettaglio della zona del pinch



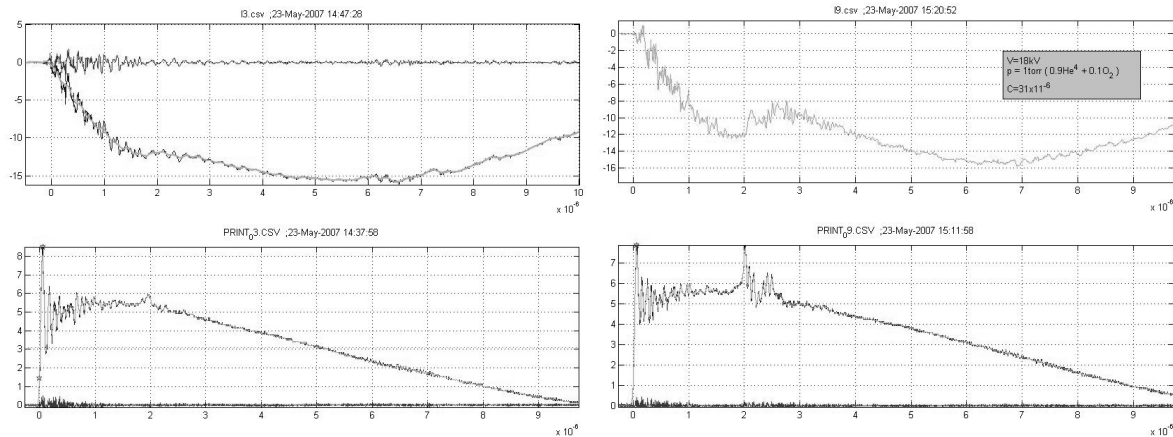


Fig 4.38) Forme d'onda dai primi esperimenti in cui è comparsa la traccia dell'avvenuto pinch.

Si nota come lo spike di tensione che deriva dall'incremento di resistenza anomala, coincide temporalmente con un improvviso e localizzato smorzamento della corrente che riprende poi a fluire seguendo la caratteristica imposta dal circuito esterno. Questo aspetto è particolarmente evidente nei segnali della quarta figura in cui $I(t)$ è più regolare. Si nota sia la presenza di una correlazione tra l'ampiezza del picco di voltaggio e l'intensità dello smorzamento di corrente, sia si possono identificare due diversi picchi ed i corrispondenti abbattimenti su I .

Va poi osservato che l'istante in cui si verifica il pinch è anticipato rispetto ai valori ottimi progettuali. La macchina è stata pensata per lavorare a 30kV con una miscela di gas equivalente a 10 torr di D_2^2 equivalente in massa a He^4 , mentre i dati sperimentali qui presentati si riferiscono a scariche da 18-19kV su circa 1 torr di He^4 . Il codice snowplow utilizzato per la progettazione e l'ottimizzazione degli elettrodi prevede infatti l'istante di pinch per le condizioni nominali citate a $2.5\mu s$ quasi in coincidenza con il minimo di corrente, mentre i dati mostrati ne rivelano la presenza intorno a $2\mu s$ dall'innesco.

Nei mesi a seguire, le frequenti rotture dell'isolante ceramico fra gli elettrodi principali della macchina, vere e proprie esplosioni all'interno della camera da vuoto, hanno costretto più volte a procedere allo smontaggio della camera per ripulire dai frammenti residui prima della sostituzione del tubo ceramico, quando addirittura non si è resa necessaria la sostituzione degli elettrodi stessi danneggiati dai frammenti esplosi. Inoltre, poiché ad ogni apertura della camera si rende necessario un periodo di operazioni di ricondizionamento in cui le scariche per lo più ripuliscono le pareti dai gas adsorbiti, e si sono avute almeno 7 rotture di isolanti e sono stati sostituiti due volte gli elettrodi, si è arrivati all'estate senza notevoli miglioramenti dal punto di vista delle prestazioni della macchina.

Le cause di rottura di questo componente vanno imputate sia ai possibili superamenti della rigidità dielettrica opposta alle elevate tensioni in gioco, sia agli effetti termici dovuti al plasma che lo lambisce, sia alla possibilità di esplosione delle bolle d'aria che rimanevano intrappolate per difetti dell'incollaggio di questo cilindro isolante con il suo supporto in PVC: la teoria elettrostatica dimostra infatti che applicando una differenza di potenziale su un volume occupato da differenti dielettrici, a causa della continuità del vettore di spostamento elettrico $D=\epsilon E$, si possono avere, all'interfaccia tra diversi materiali, delle amplificazioni del campo elettrico nelle zone con bassa costante dielettrica relativa.

e simulazioni FEM condotte tramite il software Comsol hanno effettivamente evidenziato come la presenza di gap fra due isolanti diversi sottoposti a campi elettrici possa innalzare il campo elettrico in tale regione al di sopra dei valori di breakdown dell'aria o altro gas presente.

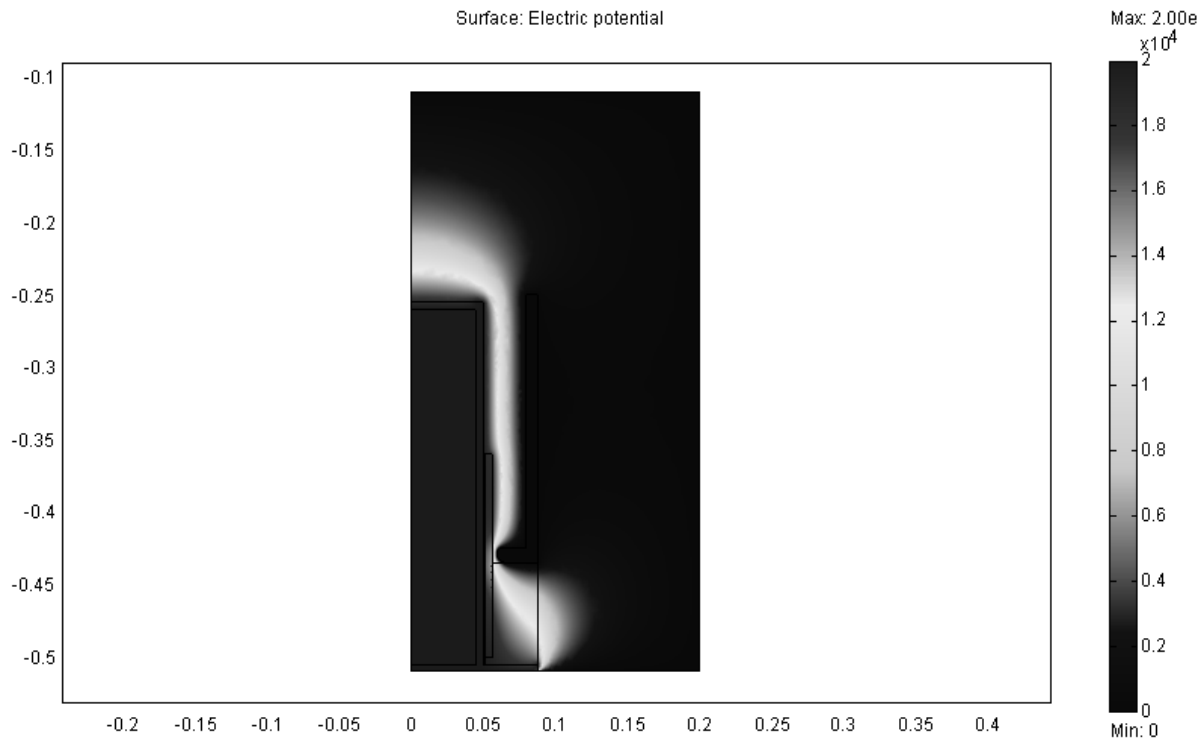
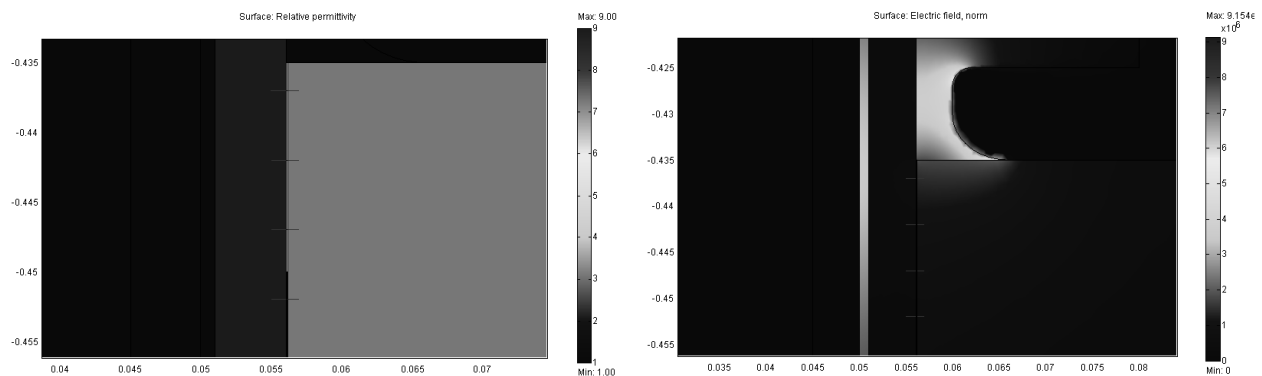


Fig 4.39) Analisi numerica FEM ottenuta con il codice Comsol della distribuzione di potenziale elettrostatico fra gli elettrodi del core PF.

La figura soprastante riporta la mappa del potenziale elettrico in un dominio semplificato che rappresenti la geometria del core del PF. L'elettrodo centrale è caricato a 20kV mentre quello esterno è a terra. Dei due ingrandimenti sottostanti, il primo vuole evidenziare le variazioni della permittività dielettrica relativa dei materiali in esame. Si è schematizzata la presenza di un gap nel collante di Torr Seal ($\epsilon_r=6$) fra il supporto in Delrin ($\epsilon_r=3.1$) e l'isolante ceramico in Al_2O_3 ($\epsilon_r=9$) simulando uno strato sottile di 1mm di colla solo nella parte superiore dell'intercapedine mentre quella inferiore è vuota ($\epsilon_r=1$). La seconda figura mostra, sulla mappa del modulo del campo elettrico E , i 4 segmenti radiali su cui si valuta l'andamento del campo. Si nota dalla figura di sinistra che solo la linea più in basso attraversa il gap.



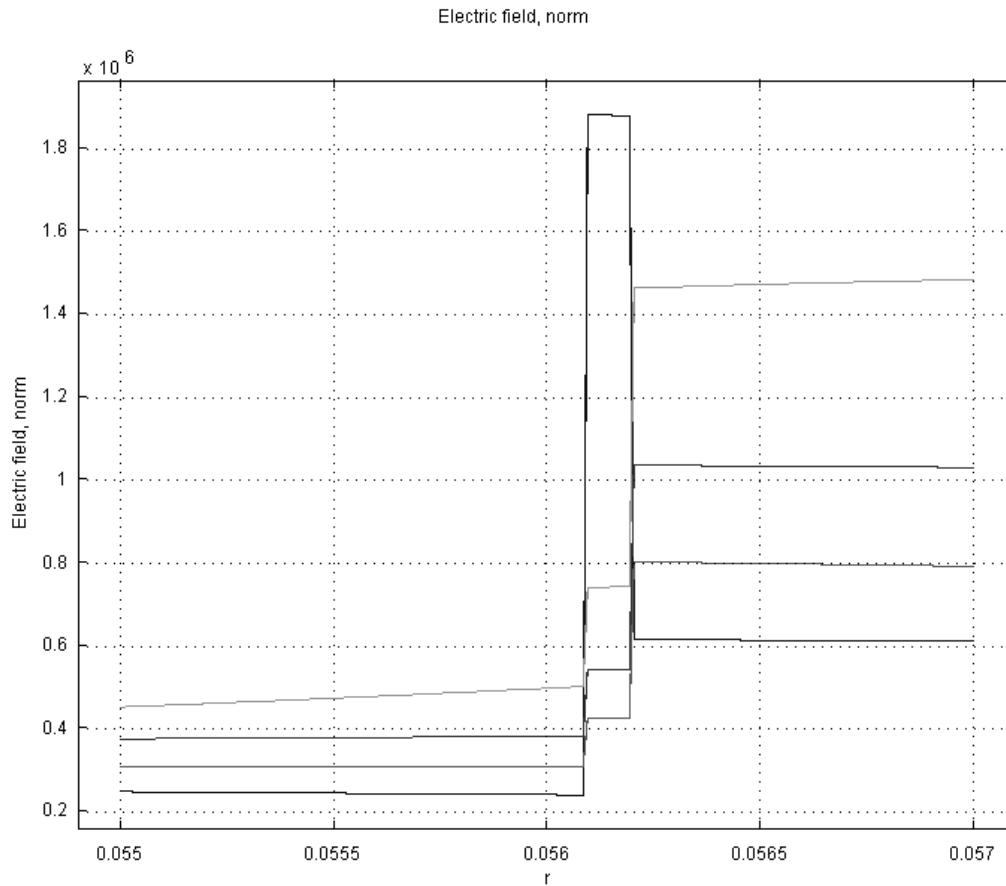


Fig 4.40) Particolari dell'andamento calcolato del campo elettrico nell'intercapedine fra il supporto plastico e l'isolante ceramico in presenza di gap o bolle causate da difetti di incollaggio.

E' evidente come la discontinuità del collante provoca un innalzamento del campo elettrico laddove la costante dielettrica è minore, superando i valori di breakdown dell'aria intrappolata. Il profilo del campo in cui si ha il picco è infatti relativo alla cross-line che attraversa il gap.

Diversi tentativi si sono condotti provando i materiali : Pyrex e due diverse forniture di ceramica alluminata Al_2O_3 come isolante principale, PVC e Delrin per il supporto, Araldite e Torr Seal come collanti. La soluzione attualmente montata sulla macchina è Pyrex come isolante, incollato con Araldite su supporto in PVC.

Intanto altri problemi tecnologici sono sorti in sede delle saldature sull'elettrodo centrale tra il corpo cilindrico in rame e la flangia circolare di base in acciaio ad esso perpendicolare, a causa delle elevate correnti da cui è investito e degli effetti termici associati. La presenza di sebbene piccoli fori vanificava la messa in vuoto della camera. La foto sottostante mostra i segni evidenti di sfiammate che si sono prodotte sulla base dell'elettrodo centrale.

Dopo aver lavorato per un periodo con un elettrodo interamente realizzato in acciaio inox di veloce reperibilità ma molto meno prestante dal punto di vista della conducibilità elettrica, termica e quindi in termini di evaporazione e messa in circolo di impurità nel plasma, si è provveduto a far realizzare il pezzo attualmente montato sulla macchina il cui corpo cilindrico in rame presenta all'estremità un bordo circolare piatto il cui diametro esterno è circa due volte quello interno pari a quello del corpo cilindrico, in modo da spostare la circonferenza in cui si opera la saldatura su di raggio attraversato da una densità di corrente minore di circa un fattore due rispetto alla soluzione precedente ($J \propto 1/r$). Lo schema in figura vuole evidenziare tale aspetto.

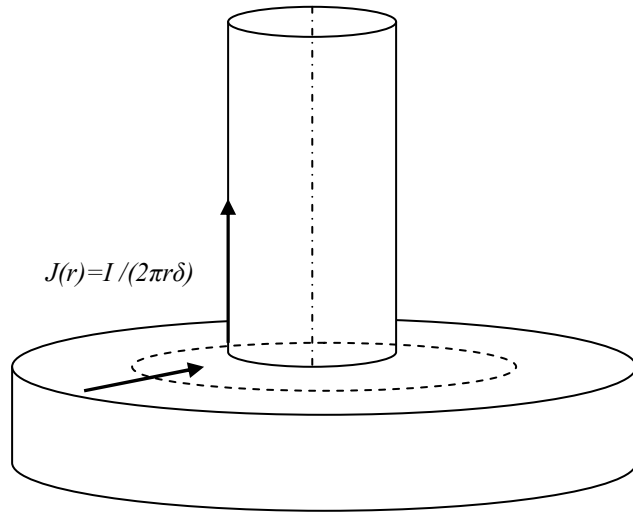
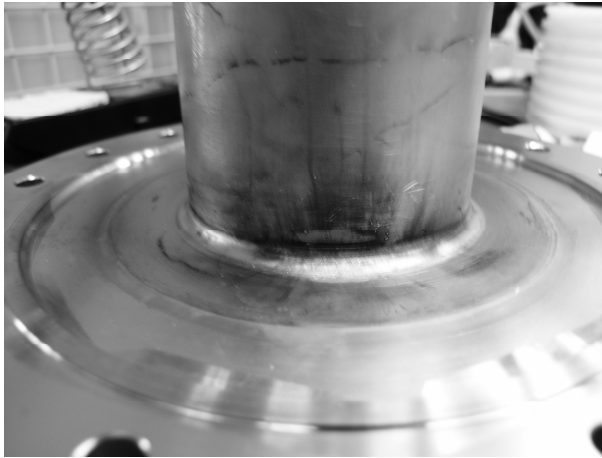
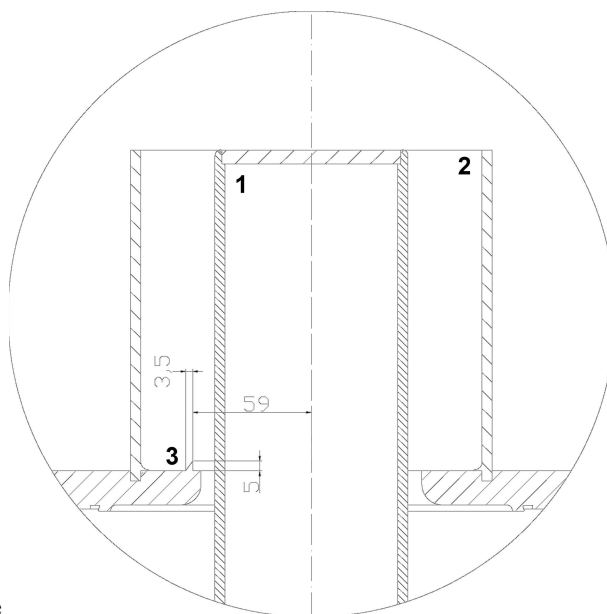


Fig 4.41) Danneggiamento della saldatura della base dell'elettrodo centrale dopo un centinaio di scariche e schema dell'incremento di densità di corrente dovuto alla geometria radiale.

Un ultimo intervento è costituito nella realizzazione dell'elemento 'knife edge' montato sulla base dell'elettrodo esterno. Si tratta di un anello circolare che sporge dalla superficie piana che in una sezione radiale si presenta come una punta o appunto il bordo affilato di una lama. Il suo scopo è quello di favorire la ionizzazione per effetto di innalzamento del campo elettrico dovuto alla distorsione geometrica, guidando così l'innesco della scarica. L'effetto positivo si traduce anche nel fatto che si allontana l'inizio della valanga, caratterizzata da una fase puramente resistiva con i maggiori effetti di dissipazione termica associati, dalla superficie dell'isolante principale che non ha subito ulteriori rotture dopo tale intervento e ad oggi ha sostenuto circa duemila spari.

L'anello è stato realizzato in acciaio ed inserito per interferenza in una cava precedentemente realizzata per poi essere saldato per garantire la continuità e il buon contatto elettrico. Lo schema CAD che segue riporta il dettaglio dell'elemento di distorsione, i numeri 1,2 e3 denotano rispettivamente l'elettrodo centrale, quello



esterno e il knife edge.

Fig 4.42) Particolare del disegno costruttivo degli elettrodi della camera con insezione dell'elemento knife edge.

Non ultimi si sono dovuto sostituire: l'alimentatore delle linee di innesco degli spark gap a causa di ripetute rotture dell'isolamento di alcuni condensatori nello stadio innalzatore della tensione a 20kV, la filosofia di montaggio della pompa turbomolecolare da alto vuoto e la pompa stessa per ottenere una maggiore efficienza di pompaggio guadagnando così in velocità e grado di vuoto.

La serie di interventi ha reso possibile la campagna sperimentale in He^4 per cui si sono indagati i range di pressione fino a circa 30 mbar e di tensione fino a circa 21 kV corrispondenti a circa 70 kJ di energia scaricata. La presenza quasi stabile dei pinch ha spinto verso il successivo step per cui si è cominciata la campagna sulle miscele di gas da cui ottenere le reazioni nucleari ricercate.

Dopo un breve periodo prove in He^3 e O^{16}_2 finalizzate alla verifica della fattibilità della produzione dell'isotopo F^{18} emettitore β^+ , ci si è presto scontrati con problemi di natura chimica non preventivati che portano in poche scariche alla scomparsa dell' O^{16}_2 a causa delle reazioni con i materiali strutturali metallici. Si è pensato così di provare con le miscele He^3 e N^{14}_2 anche in questo caso puntando alla produzione di un isotopo emettitore β^+ come O^{15} o N^{13} , ma in queste circostanze si è rilevato molto difficile riottenere un punto di lavoro p - V che presenti una buona riproducibilità e stabilità del verificarsi del pinch. Si è quindi passati all'investigazione con riempimento in solo N^{14}_2 che ha evidenziato la presenza di rari pinch solo a pressioni dell'ordine di 0.5 mbar e a tensioni fra 17 e 20kV. Provando la stessa tecnica con solo O^{16}_2 non si sono ad oggi ottenuti pinch, ma lo studio dell'andamento della pressione all'interno della camera ha permesso di stimare il tasso di perdita per reazioni chimiche per scarica. Negli ultimi giorni del 2007 si è ripreso a lavorare con miscela He^3 e O^{16}_2 con riempimenti iniziali tali da riuscire a lavorare per un certo numero di scariche con l'ossigeno presente in miscela, sebbene tali rapporti non siano quelli previsti da considerazioni di carattere elettrodinamico. Si sta studiando la possibilità di realizzare un'immissione continua per sopperire a tale fenomeno con eventuale tecnica di immissione a 'gas puffing'.

Sebbene si sia verificato un certo numero di pinch, la rilevazione con spettrometro γ non ha evidenziato attività di entità notevole tanto che i conteggi rilevati, sebbene denunciino la presenza di lievi distorsioni dal fondo naturale nell'intorno dei 511 keV, hanno valori tali da poter ricadere nell'ordine dell'incertezza statistica.

A Novembre si è provveduto a riposizionare lo strumento all'interno di un apposito cilindro cavo in piombo in modo da minimizzare gli effetti della radiazione naturale di fondo.

A fine anno si sono sospesi gli esperimenti per apportare delle modifiche alla testa della macchina. All'apertura della camera dopo una serie di un migliaio di scariche si sono palesati gli effetti di notevoli stress termici sulla flangia di chiusura superiore della camera da vuoto e sull'elettrodo centrale. Sulla flangia era molto appariscente la macchia in cui si è verificata la sistematica ablazione dell'acciaio a seguito dell'impatto col plasma al termine del confinamento magnetico. Le misure di questi effetti sono state sede di una pubblicazione in cui si è ottenuta la stima dei flussi termici indotti dall'interazione plasma parete.

Sul piatto terminale 'top' dell'elettrodo centrale era invece presente un foro centrato profondo circa quasi 1 cm e di circa 0.8cm di diametro con bordi molto netti. La causa è con ogni probabilità l'effetto dei fasci elettronici ad alta energia scaturiti dai pinch.

Si è quindi pensato di apportare un allungamento alla camera da vuoto in modo da ridurre la probabilità di interazione diretta con la parte più energetica del plasma, e parallelamente di allungare gli elettrodi per imporre un tempo di corsa maggiore per avvicinarsi al sincronismo ottimo fra pinch e massimo di corrente.

Le modifiche saranno pronte per gli inizi del 2008 per il procedere degli esperimenti.

4.7 L'analisi delle scariche: algoritmi di estrazione delle features

Tra Settembre e Novembre 2007 il PFMA1 ha prodotto circa 1500 scariche in diverse condizioni operative e differenti configurazioni del core della macchina. In questo capitolo saranno presentate prima le tecniche di estrazione dai dati collezionati, poi i risultati delle analisi effettuate. Va rimarcato che la macchina in esame, essendo finalizzata alla dimostrazione di fattibilità della produzione di radioisotopi, non dispone delle diagnostiche tipiche dei plasma focus per produzione neutronica, quali rilevatori di neutroni e raggi X utili per la valutazione dell'efficacia dei pinch. Pertanto le analisi sono state condotte analizzando gli effetti dell'avvenuto pinch sulle forme d'onda di corrente e tensione salvate durante gli esperimenti. E' infatti attestato dalla letteratura scientifica sul tema in questione che l'intensità delle reazioni prodotte è fortemente correlata all'altezza del picco di tensione derivante dall'incremento di resistenza anomala ed il conseguente smorzamento della corrente.

Stante la rilevante mole di dati si è provveduto a realizzare una procedura di analisi automatizzata in ambiente Matlab.

I dati di ingresso per la statistica sono le condizioni iniziali della scarica: il tipo di gas o miscela, la pressione p di riempimento, gli elementi del core quali il tipo di isolante e gli elettrodi, la tensione, e quindi l'energia immagazzinata, a cui si carica il banco dei condensatori.

DESCRIZIONE DELLE FUNZIONI DI ESTRAZIONE DEI PARAMETRI $I(t)$

ICSVPLOT.m

La funzione matlab *Icsvplot.m* è nata come strumento per l'estrazione dei vettori di tempo e corrente e la visualizzazione delle forme d'onda. E' caratterizzata per lavorare su una serie di files csv salvati tramite l'oscilloscopio HP Infinium in dotazione al laboratorio. Questa precisazione è importante ai fini della trasportabilità della funzione su altri tipi di file csv salvati da strumenti diversi in quanto si renderebbe necessaria la conoscenza della formattazione del file per leggere solo i dati numerici di interesse. Posizionandosi nella cartella contenente i files, assegnato l'elenco dei files ad una variabile tipo array strutturato *Ifiles*, si può digitare il comando $Q=Icsvplot(Ifiles)$. L'output Q è anch'esso un array strutturato di cui si mostra il dettaglio nello schema riportato più avanti.

Le operazioni svolte sono in ordine:

- 1) Ordinamento dei files per data di creazione.
- 2) Estrazione dei vettori di I e t , del passo di campionamento dt e creazione delle variabili $Q(i).It$, $Q(i).I$.
filtraggio del segnale originale col comando *smooth* con opzione *sgolay*, 80 punti, ordine 2. Questa determina la scelta di un filtro a media su finestra mobile su 80 campioni centrati sul punto in esame, applicando i pesi derivanti da un'interpolazione dei dati con un polinomio quadratico (tecnica Savitzky Golay RIF[NumRec]).
- 3) Estrazione del disturbo per differenza segnale grezzo meno segnale filtrato, derivata del segnale filtrato, assegnazione delle variabili $Q(i).Idsb$, $Q(i).dI$.
- 4) Individuazione del minimo del segnale ed assegnazione $Q(i).min$, $Q(i).tmin$.
- 5) Individuazione dell'istante di trigger dell'acquisizione e della partenza effettiva (tempo zero) del segnale, assegnazione di $Q(i).ttrig$, $Q(i).Itrig$, $Q(i).tzero$, $Q(i).Izero$.
- 6) Individuazione dell'istante in cui si azzerla la corrente, detto zero cross del segnale I , assegnazione $Q(i).tzerocross$.
- 7) Riferimento dei tempi all'istante $tzero$ per evitare errori tempi registrati dall'oscilloscopio.

8) Definizione della regione di ricerca come restrizione del segnale ai tempi compresi fra istanti t_{zero} e $t_{zerocross}$, derivazione del vettore ristretto, da cui le variabili $Q(i).I4$, $Q(i).t4$, $Q(i).dI4$. I nomi $I4$, $t4$ e $dI4$ sono stati scelti perché in un primo momento si voleva restringere la regione ad un quarto del periodo, fra l'innesco ed il primo minimo, scelta poi rivelatasi inopportuna nell'eventualità di pinch multipli o ritardati. Si è comunque conservato il nome.

9) Individuazione del massimo di dI/dt ulteriormente filtrato sempre con tecnica *smooth*, creazione di $Q(i).dI_{max}$, $Q(i).dt_{max}$

10) Individuazione degli indici a, b del vettore che delimitano la regione di interesse (R.O.I.), partendo dal punto (dt_{max}, dI_{max}) spostandosi in avanti ed a ritroso fino all'annullamento della derivata.

11) Generazione dei grafici

La procedura descritta non è però esente da errori di rilevazione. Restituisce infatti dei buoni risultati solo laddove il pinch è ben evidente sul segnale. In casi di distorsioni molto lievi o assenza di pinch è possibile discriminare la veridicità del dato $dipI$, di maggior interesse per la stima dell'efficacia del pinch, semplicemente considerando la durata dell'intervallo della zona rilevata. In un caso come quello della figura sottostante la ROI rilevata è troppo estesa per potersi trattare di un pinch.

```
Ifolder:\ >> Ifiles=(dir('I*.csv'))
```

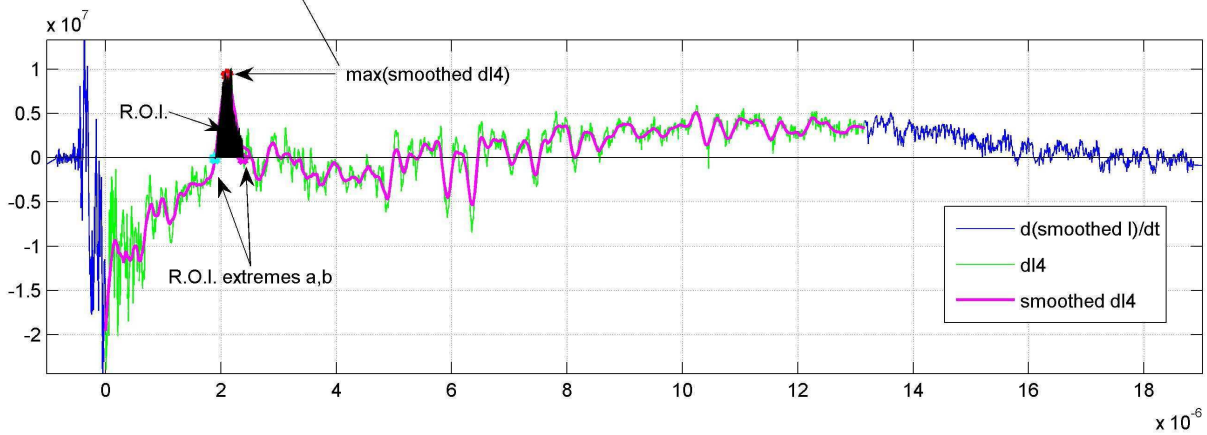
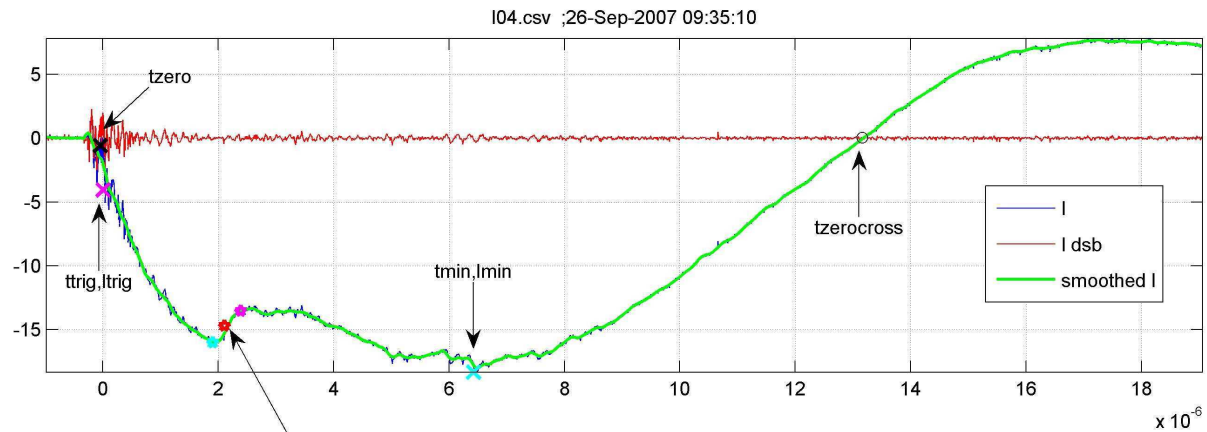
Ifiles(5):

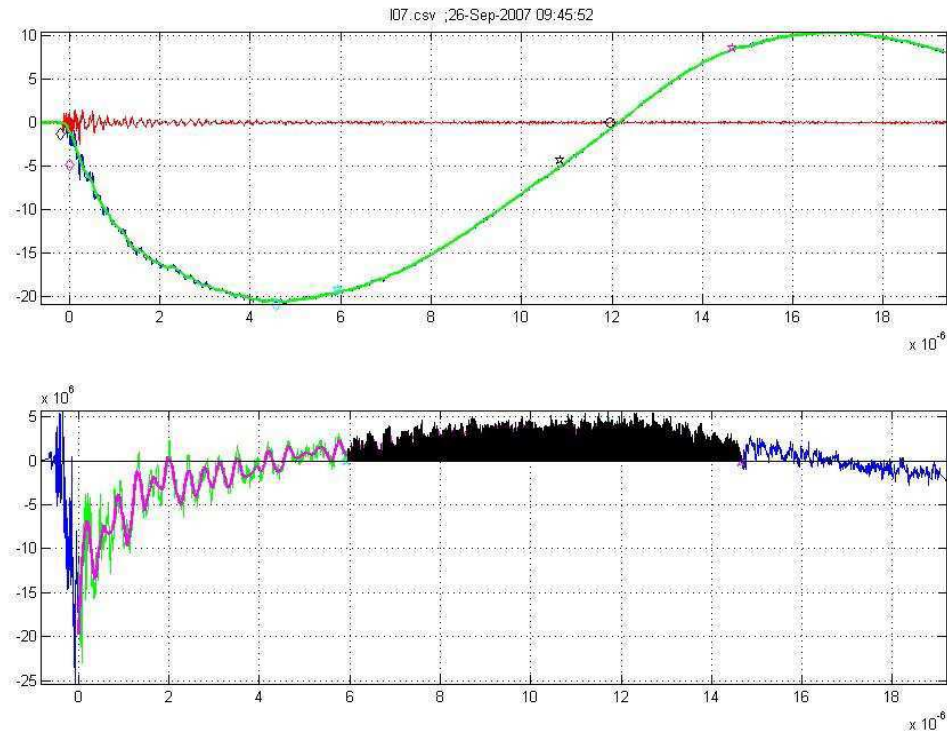
```
name: 'I04.csv'  
date: '26-Sep-2007 9:35:10'  
bytes: 112861  
isdir: 0
```

```
>> Q=Icsvplot(Ifiles)
```

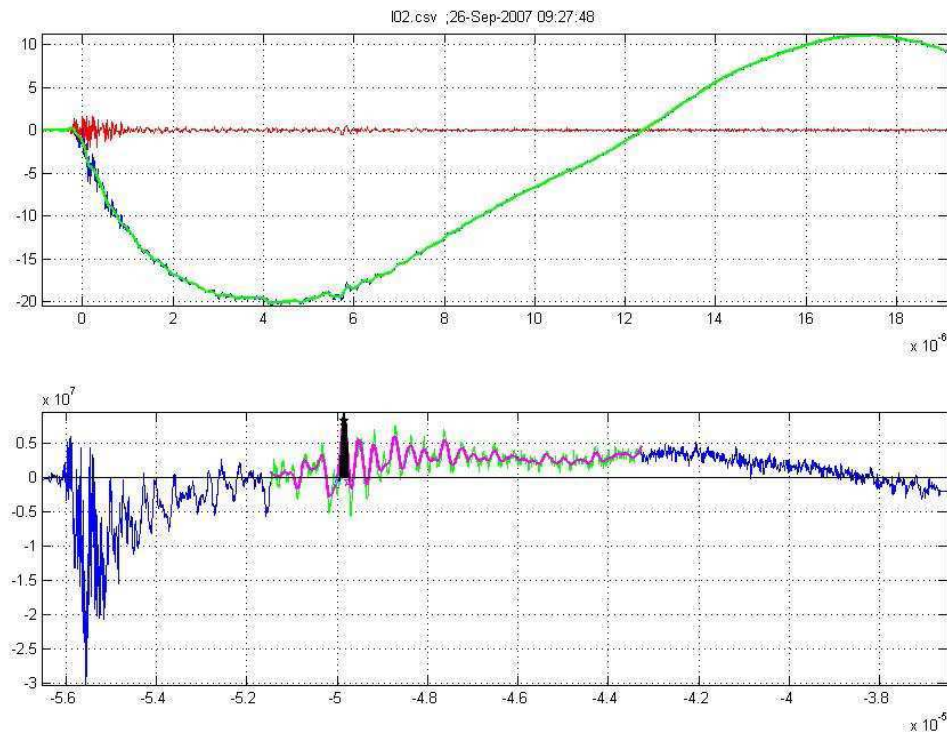
Q(5):

```
It: [5009x1 double]  
I: [5009x1 double]  
dt: 4.0000e-009  
Idsb: [5009x1 double]  
dI: [5008x1 double]  
min: -1.8320e+001  
tmin: 6.4234e-006  
ttrig: 3.4000e-009  
Itrig: -4.0600e+000  
tzero: -4.4600e-008  
Izero: -5.8000e-001  
tzerocross: 1.3159e-005  
I4: [3290x1 double]  
t4: [3290x1 double]  
dI4: [3289x1 double]  
dImax: 9.3408e+006  
dtmax: 2.1114e-006  
IndROIa: 733  
IndROIb: 854
```





In altri casi però, la presenza di disturbi localizzati, così come mostrato nella figura seguente, che provocano alti spikes della derivata prima, erroneamente rilevati come pinch, hanno suggerito l'utilizzo di un approccio leggermente diverso.



La discriminazione basata sulla derivata prima non è efficace fin quando il pinch non provoca uno smorzamento importante da invertire nettamente la pendenza della curva o quando il segnale subisce oscillazioni rapide anche se di ampiezza ridotta. Per evitare questi inconvenienti si è cercato da un lato di migliorare la tecnica di filtraggio per abbattere le alte frequenze, dall'altro di individuare delle caratteristiche più peculiari del fenomeno di pinch

per poterlo classificare in maniera automatica. L'idea che è stata sviluppata si basa sulla considerazione che il pinch provoca in genere una distorsione localizzata del segnale di corrente che si manifesta come un abbattimento ma anche come una brusca interruzione. Ciò comporta due variazioni improvvise della curvatura del profilo, per cui lo studio della derivata seconda avrebbe potuto fornire validi aiuti. Gli sviluppi sono argomento del prossimo paragrafo.

ICSVROIPlot.m

Seconda versione di *IcsvPlot.m*. Le variazioni principali consistono:

- 1) nella rilevazione dell'istante di trigger, ora stabilito come il primo punto che oltrepassa la soglia di -5 Volt su un fronte di discesa, così come settato sull'oscilloscopio per l'acquisizione, anziché il punto corrispondente a $t=0$ del vettore dei tempi, a causa dei possibili errori di salvataggio di cui si è avuta esperienza.
- 2) contrariamente a quanto denuncia il nome, si è progressivamente abbandonata la tecnica di ricerca ROI. Si è preferito utilizzare la funzione solo per l'estrazione dei vettori e dei punti di interesse da mandare in pasto ad una nuova funzione di analisi.

DIFILT.m

La funzione *dlfilt.m* accetta in input l'array strutturato creato da *IcsvROIplot.m*. Diversamente da quanto visto precedentemente, si è fatto uso del filtro *filtfilt* anziché *smooth*, sempre su una finestra di 80 punti con coefficienti costanti 1/80, sia sul segnale originale che sulle sue derivate prime e seconde. Questa funzione di filtraggio garantisce un segnale di output che abbia la stessa fase di quello originale, caratteristica fondamentale per la corretta rilevazione di istanti temporali di interesse. Il resto delle operazioni è concettualmente simile a quanto visto precedentemente:

- 1) Restituzione della ricerca alla prima semionda eliminando i punti pre-trigger per escludere gli alti valori delle derivate all'innesco della scarica, assegnazione dei vettori ristretti *Ipos*, *tpos*.
- 2) derivazione prima del segnale filtrato, derivazione della derivata prima ottenuta ulteriormente filtrata. Restrizione alla prima semionda, assegnazione dei vettori *dlpos*, *ddlpos*.
- 3) Individuazione del minimo della derivata prima *dlpos*, assegnazione delle variabili *dImin*, indice relativo ed istante *t2dImin*.
- 4) Individuazione del massimo della derivata seconda *maxddlpos*. Questa scelta deriva dall'osservazione che se si verifica un pinch si ha minimo locale accentuato della derivata seconda, ma solo dopo un massimo locale. Per non confondere l'individuazione di tale minimo con eventuali valori elevati iniziali, si effettua la ricerca nella porzione di vettore successiva a tale massimo locale.
- 5) Individuazione del minimo locale della derivata seconda, *minddlpos*, indice ed istante relativo, assegnazione della variabile pinch.
- 6) Individuazione del punto di partenza della distorsione, procedendo a ritroso all'istante *tpinch* finché o la derivata prima è nulla, se questa è positiva in corrispondenza di *tpinch*, o finché non acquista valore pari a *dI(tpinch)*.
- 7) Trovati i due punti possono essere calcolati: la media della derivata prima fra i due indici, il salto di corrente *dipI* fra i due indici, la durata dell'intervallo *dipI*, la variazione della derivata seconda assunta come indice di qualità del pinch.
- 8) Generazione dei grafici. N.B. : si è scelto di normalizzare i grafici poiché si era maggiormente interessati ad aspetti qualitativi che quantitativi in sede di ricerca di peculiarità del segnale. Il valore di *dipI* è invece relativo al segnale originale.

```
Ifolder:\ >>
Ifiles=(dir('I*.csv'))
```

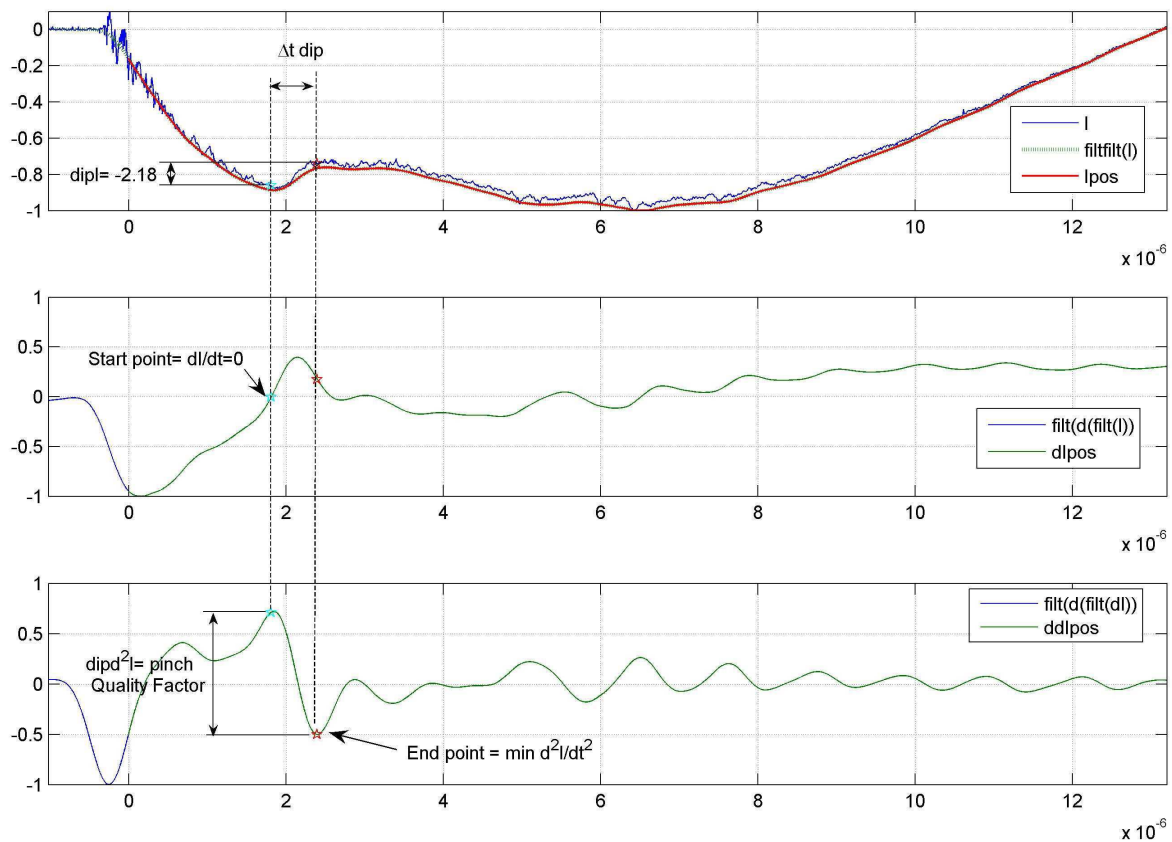
```
Ifiles(5):
    name: 'I04.csv'
    date: '26-Sep-2007 9:35:10'
    bytes: 112861
    isdir: 0
```

```
>> Q=Icsvplot(Ifiles)
```

```
Q(5):
    It: [5009x1 double]
    I: [5009x1 double]
    dt: 4.0000e-009
    SI: [5009x1 double]
    Idsb: [5009x1 double]
    dI: [5008x1 double]
    min: -1.8320e+001
    ttrig: -8.6000e-009
    Itrig: -3.1700e+000
    tzero: -4.4600e-008
    Izero: -5.8000e-001
    tzerocross: 1.3204e-005
    tmin: 6.4680e-006
```

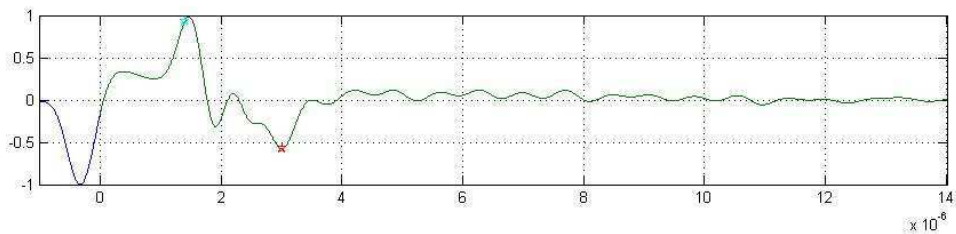
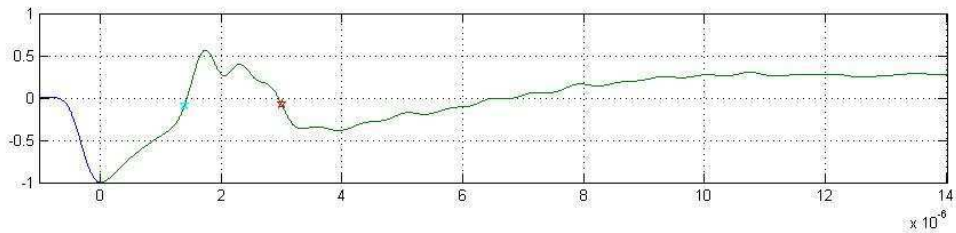
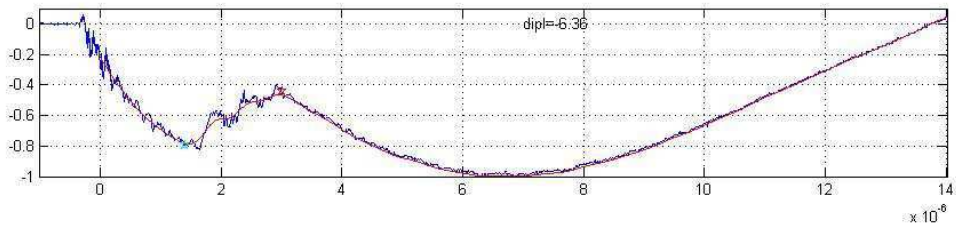
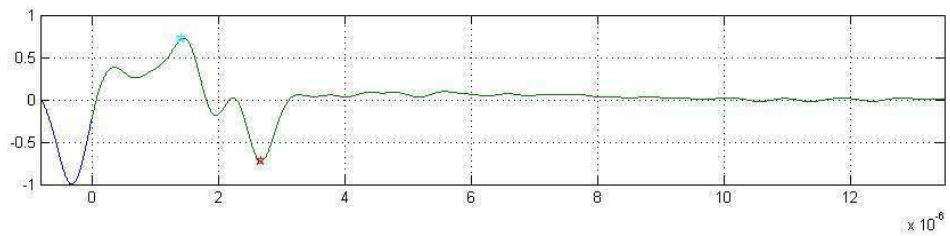
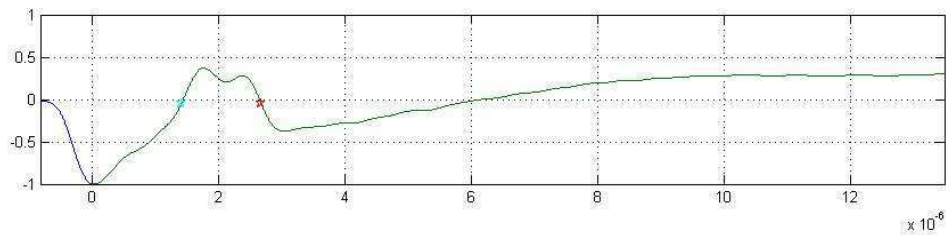
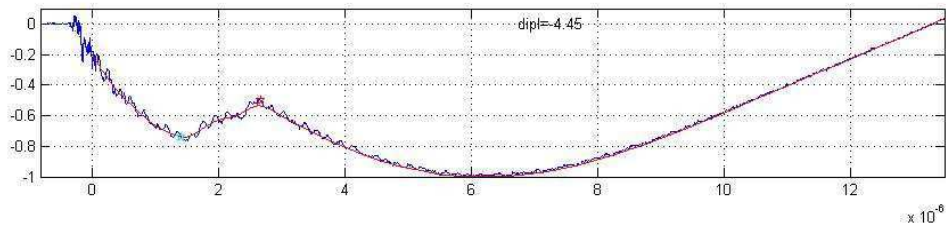
```
[mdI,tpI,dipI,dipI,dipd2I,t2dImin,dImin]=dIfilt(Q);
```

```
mdI(5)      = 1.2343e-002
tpI(5)      = 2.4440e-006
dipI(5)     = -2.1800e+000
dipI(5)     = 5.8800e-007
dipd2I(5)   = -1.2122e+000
t2dImin(5)  = 2.0400e-007
dImin(5)    = -1.1390e+007
```

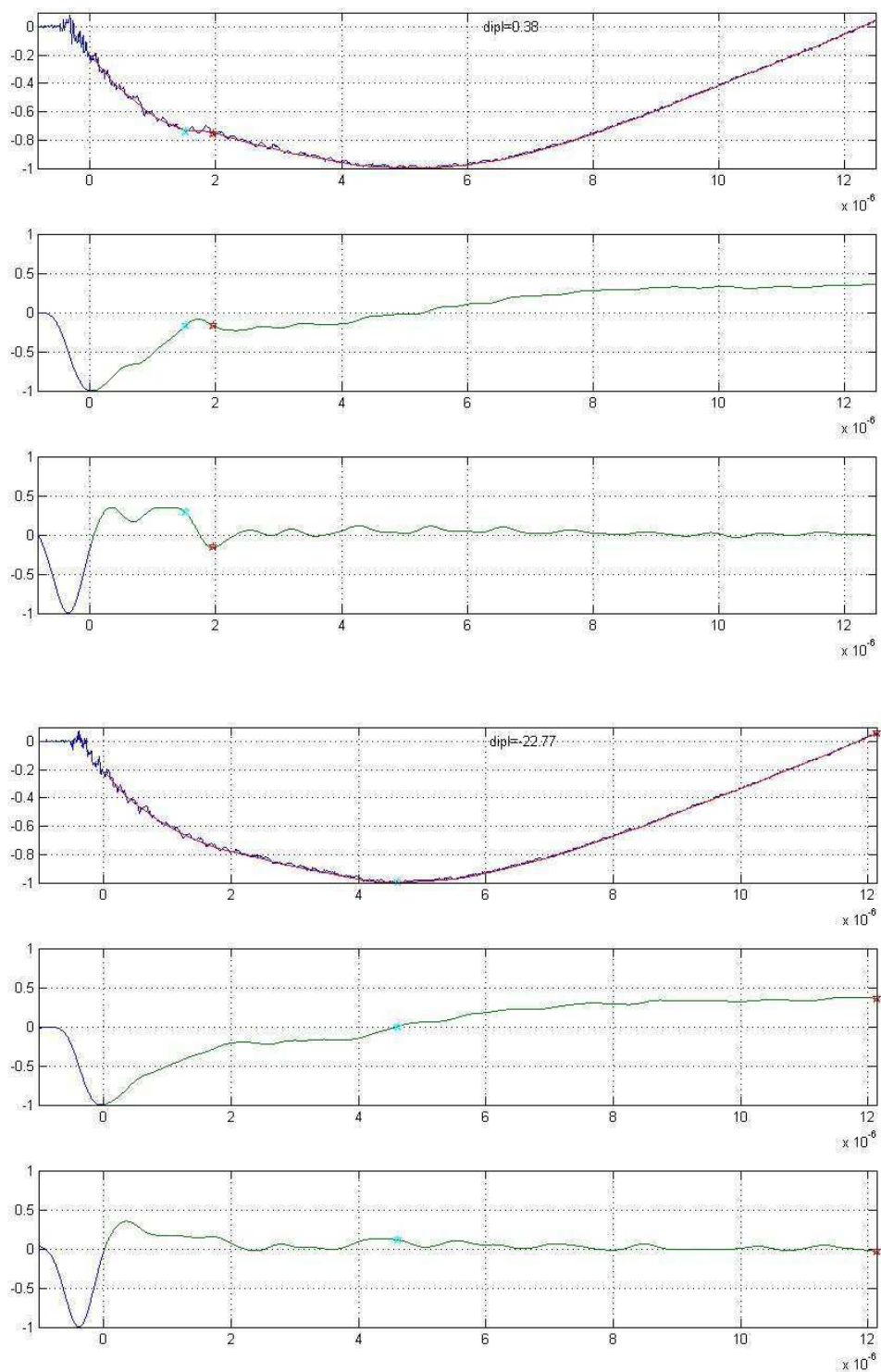


Esempi anomalie:

Le prime due figure riportano casi in cui l'effetto del pinch è dilatato o probabilmente avvengono due successive compressioni del plasma. In entrambi i casi la rilevazione della zona di interesse cumula i due fenomeni sulle variabili di intensità e durata. In alcuni casi non riportati quando i fenomeni multipli sono più nettamente distinti, viene rilevato quello con una maggiore curvatura, corrispondente ad un valore minimo della derivata seconda maggiore in valore assoluto.



I casi seguenti invece riguardano il caso di lieve distorsione, comunque ben rilevato dall'algoritmo, ed il caso di assenza di pinch. Quest'ultimo può essere discriminato o come visto prima in base alla durata troppo estesa della zona rilevata, o anche incrociando tale osservazione con la considerazione che il valore del minimo locale della derivata seconda è molto ridotto.



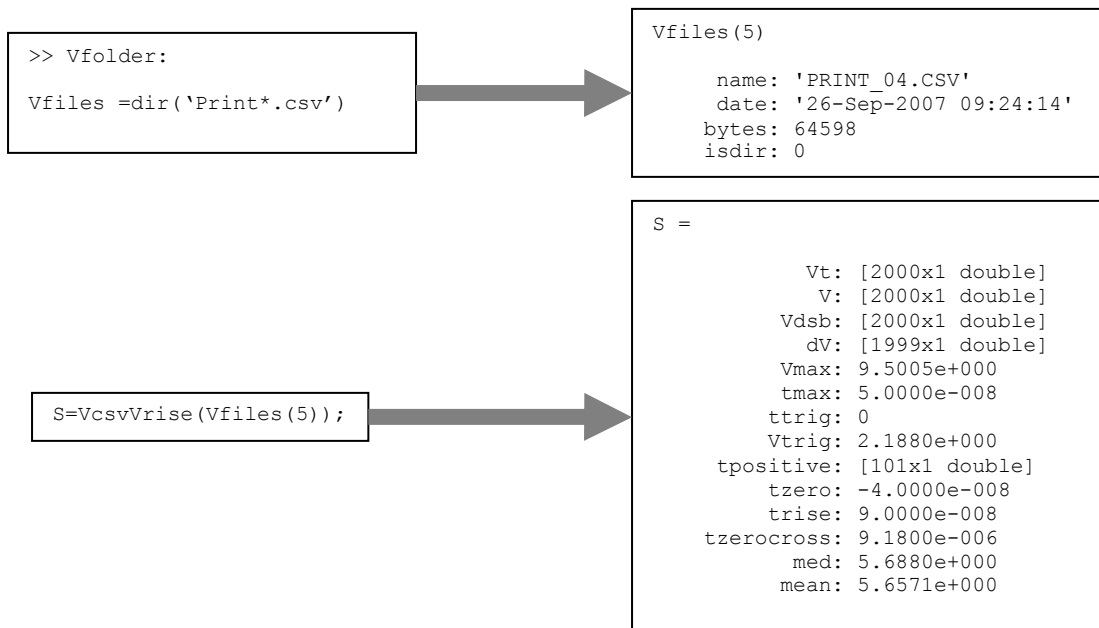
IFOLDPROCESS.m

La routine *Ifoldprocess* sfrutta le due funzioni precedentemente descritte per l'automazione dell'analisi in cascata su serie di cartelle Idirectory, posizionate sullo stesso livello, ognuna contenente i files I*.csv delle forme

d'onda di corrente secondo le modalità elencate per le funzioni precedentemente descritte. In pratica la successione delle operazioni consiste nell'individuare la serie delle cartelle di interesse, entrarvi in modo sequenziale e, tramite le chiamate alle funzioni *IcsvROIplot* e *dlfilt*, estrarre i dati per le statistiche; una volta ottenuti i dati d'interesse da ogni set di segnali, si genera o si appende al *log_file.txt* la serie dei risultati, come riportato nell'esempio della pagina seguente. I dati così organizzati verranno successivamente affiancati alla serie corrispondente di dati estratti dalle forme d'onda di tensione ed ai parametri di input.

Dir.name	lfile_date	lfile_name	min_l	tmin	tzerocross	t_2_dl_min	dl_min	tpl(k)	ldip	delta_t_dip	delta/deltat	mean(dl/dt)	indQF_dip_d2l
I set 1	26-Sep-2007 09:20:32	I00.csv	-1.94E+01	4.45E-06	1.30E-05	2.48E-07	-1.14E+07	6.63E-06	-2.40E+00	-2.00E-06	1.20E+06	4.95E-03	3.86E-01
I set 1	26-Sep-2007 09:24:20	I01.csv	-2.04E+01	4.79E-06	1.23E-05	2.76E-07	-1.17E+07	2.70E-06	5.00E-02	-4.56E-07	-1.10E+05	-4.50E-03	2.58E-01
I set 1	26-Sep-2007 09:27:48	I02.csv	-2.05E+01	4.16E-06	1.24E-05	2.52E-07	-1.15E+07	3.83E-06	4.00E-02	-4.60E-07	-8.70E+04	-1.38E-03	1.78E-01
I set 1	26-Sep-2007 09:31:32	I03.csv	-2.04E+01	5.42E-06	1.23E-05	2.58E-07	-1.14E+07	5.02E-06	-2.80E-01	-4.64E-07	6.03E+05	7.33E-04	1.65E-01
I set 1	26-Sep-2007 09:35:10	I04.csv	-1.83E+01	6.47E-06	1.32E-05	2.04E-07	-1.14E+07	2.44E-06	-2.18E+00	-5.88E-07	3.71E+06	1.23E-02	1.21E+00
I set 1	26-Sep-2007 09:38:12	I05.csv	-2.13E+01	5.16E-06	1.20E-05	2.20E-07	-1.11E+07	2.78E-06	3.40E-01	-3.76E-07	-9.04E+05	-6.08E-03	2.25E-01
I set 1	26-Sep-2007 09:44:04	I06.csv	-2.07E+01	5.25E-06	1.22E-05	3.20E-07	-1.17E+07	1.11E-05	-1.66E+01	-6.22E-06	2.67E+06	1.06E-02	1.05E-01
I set 1	26-Sep-2007 09:45:52	I07.csv	-2.09E+01	4.78E-06	1.22E-05	2.52E-07	-1.17E+07	2.36E-06	9.90E-01	-3.96E-07	-2.50E+06	-8.86E-03	2.19E-01
I set 1	26-Sep-2007 09:49:20	I08.csv	-2.04E+01	5.02E-06	1.23E-05	2.64E-07	-1.15E+07	2.56E-06	3.60E-01	-6.44E-07	-5.59E+05	-5.15E-03	3.72E-01
I set 1	26-Sep-2007 09:52:50	I09.csv	-2.00E+01	4.62E-06	1.24E-05	2.92E-07	-1.15E+07	2.54E-06	-5.20E-01	-3.72E-07	1.40E+06	-4.18E-03	2.44E-01
I set 1	26-Sep-2007 09:56:56	I10.csv	-2.11E+01	4.44E-06	1.21E-05	2.72E-07	-1.18E+07	1.08E-05	-1.61E+01	-6.10E-06	2.64E+06	1.04E-02	1.25E-01
I set 1	29-Oct-2007 12:40:25	I11.csv	-2.07E+01	4.46E-06	1.22E-05	1.80E-07	-1.18E+07	6.20E-06	-2.00E+00	-1.72E-06	1.16E+06	4.06E-03	1.48E-01
I set 2	26-Sep-2007 10:10:42	I00.csv	-1.85E+01	6.73E-06	1.35E-05	2.20E-07	-1.14E+07	2.86E-06	-4.45E+00	-1.26E-06	3.54E+06	1.05E-02	1.44E+00
I set 2	26-Sep-2007 10:14:02	I01.csv	-2.11E+01	4.35E-06	1.22E-05	3.24E-07	-1.10E+07	3.27E-06	1.90E-01	-3.16E-07	-6.01E+05	-7.11E-03	1.45E-01
I set 2	26-Sep-2007 10:18:02	I02.csv	-2.01E+01	5.51E-06	1.25E-05	2.88E-07	-1.11E+07	2.22E-06	3.80E-01	-4.32E-07	-8.80E+05	-5.19E-03	4.45E-01
I set 2	26-Sep-2007 10:21:20	I03.csv	-2.00E+01	4.72E-06	1.25E-05	2.64E-07	-1.09E+07	2.64E-06	1.05E+00	-4.92E-07	-2.13E+06	-8.52E-03	1.55E-01
I set 2	26-Sep-2007 10:24:52	I04.csv	-1.84E+01	5.68E-06	1.32E-05	1.96E-07	-1.11E+07	2.31E-06	-2.70E+00	-6.08E-07	4.44E+06	9.76E-03	1.31E+00
I set 2	26-Sep-2007 10:27:54	I05.csv	-2.08E+01	4.68E-06	1.23E-05	2.84E-07	-1.13E+07	1.04E-05	-1.35E+01	-5.66E-06	2.39E+06	9.40E-03	8.12E-02
I set 2	26-Sep-2007 10:32:36	I06.csv	-1.94E+01	5.66E-06	1.28E-05	2.72E-07	-1.12E+07	2.20E-06	-1.31E+00	-4.60E-07	2.85E+06	4.70E-03	1.12E+00
I set 2	26-Sep-2007 10:35:42	I07.csv	-1.84E+01	6.51E-06	1.36E-05	2.08E-07	-1.17E+07	2.14E-06	-3.36E+00	-5.04E-07	6.67E+06	1.68E-02	1.49E+00
I set 2	26-Sep-2007 10:39:08	I08.csv	-1.76E+01	7.36E-06	1.40E-05	2.80E-07	-1.14E+07	3.38E-06	-5.83E+00	-1.66E-06	3.52E+06	1.18E-02	1.41E+00
I set 2	26-Sep-2007 10:42:50	I09.csv	-2.17E+01	4.70E-06	1.21E-05	2.28E-07	-1.13E+07	1.24E-05	-2.28E+01	-7.52E-06	3.03E+06	1.21E-02	1.47E-01
I set 2	26-Sep-2007 10:45:00	I10.csv	-1.80E+01	7.14E-06	1.40E-05	2.52E-07	-1.15E+07	3.25E-06	-6.36E+00	-1.60E-06	3.97E+06	1.30E-02	1.50E+00
I set 2	26-Sep-2007 10:52:08	I11.csv	-1.71E+01	6.60E-06	1.42E-05	2.44E-07	-1.13E+07	2.13E-06	-3.86E+00	-4.84E-07	7.98E+06	1.80E-02	1.57E+00
I set 2	29-Oct-2007 12:54:54	I12.csv	-1.98E+01	4.98E-06	1.27E-05	3.28E-07	-4.46E+06	2.31E-06	-6.00E-01	-5.00E-07	1.20E+06	3.24E-05	6.94E-01
I set 3	26-Sep-2007 11:15:12	I00.csv	-1.67E+01	1.95E-06	1.62E-05	2.28E-07	-1.16E+07	4.94E-06	-9.79E+00	-2.94E-06	3.33E+06	1.18E-02	1.27E+00
I set 3	26-Sep-2007 11:18:10	I01.csv	-2.04E+01	4.73E-06	1.23E-05	2.68E-07	-1.19E+07	2.60E-06	-2.00E-02	-3.44E-07	5.81E+04	-4.82E-03	2.04E-01
I set 3	26-Sep-2007 11:21:58	I02.csv	-2.05E+01	4.09E-06	1.23E-05	2.68E-07	-1.18E+07	1.02E-05	-1.22E+01	-5.92E-06	2.07E+06	8.48E-03	1.03E-01
I set 3	26-Sep-2007 11:25:58	I03.csv	-2.15E+01	4.98E-06	1.19E-05	2.40E-07	-1.18E+07	3.27E-06	3.80E-01	-5.80E-07	-6.55E+05	-4.85E-03	1.97E-01
I set 3	26-Sep-2007 11:29:36	I04.csv	-1.94E+01	4.72E-06	1.25E-05	2.84E-07	-1.16E+07	3.13E-06	6.00E-02	-7.12E-07	-8.43E+04	-2.34E-03	2.40E-01
I set 3	26-Sep-2007 11:32:28	I05.csv	-2.07E+01	4.48E-06	1.23E-05	3.00E-07	-1.14E+07	2.49E-06	8.20E-01	-4.60E-07	-1.78E+06	-8.71E-03	1.49E-01
I set 3	26-Sep-2007 11:36:02	I06.csv	-2.03E+01	4.10E-06	1.23E-05	2.56E-07	-1.17E+07	2.54E-06	1.60E-01	-4.04E-07	-3.96E+05	-8.05E-03	1.71E-01
I set 3	26-Sep-2007 11:39:16	I07.csv	-2.07E+01	4.47E-06	1.22E-05	2.72E-07	-1.17E+07	2.86E-06	3.90E-01	-4.00E-07	-9.75E+05	-6.67E-03	1.38E-01
I set 3	26-Sep-2007 11:42:38	I08.csv	-1.95E+01	4.74E-06	1.25E-05	2.60E-07	-1.18E+07	3.27E-06	2.80E-01	-4.44E-07	-6.31E+05	-4.30E-03	7.14E-02
I set 3	26-Sep-2007 11:46:12	I09.csv	-1.79E+01	5.19E-06	1.30E-05	2.84E-07	-1.15E+07	3.06E-06	-1.03E+00	-8.20E-07	1.26E+06	3.80E-03	5.75E-01
I set 3	26-Sep-2007 11:50:02	I10.csv	-2.15E+01	4.75E-06	1.19E-05	2.68E-07	-1.17E+07	3.20E-06	3.00E-01	-4.52E-07	-6.64E+05	-3.92E-03	3.02E-01
I set 4	26-Sep-2007 12:52:20	I00.csv	-2.13E+01	4.69E-06	1.19E-05	2.92E-07	-1.15E+07	3.27E-06	1.90E+00	-1.01E-06	-1.88E+06	-6.86E-03	2.46E-01
I set 4	26-Sep-2007 12:56:56	I01.csv	-2.05E+01	5.08E-06	1.19E-05	3.52E-07	-1.19E+07	6.94E-06	-2.78E+00	-1.88E-06	1.46E+06	5.49E-03	4.30E-01
I set 4	26-Sep-2007 12:59:40	I02.csv	-2.07E+01	5.13E-06	1.21E-05	2.88E-07	-1.18E+07	3.40E-06	2.80E-01	-4.24E-07	-6.80E+05	-3.03E-03	1.07E-01
I set 4	26-Sep-2007 13:07:40	I03.csv	-1.91E+01	5.14E-06	1.24E-05	2.60E-07	-1.11E+07	2.54E-06	4.00E-02	-3.40E-07	-1.18E+05	-4.16E-03	2.91E-01
I set 4	26-Sep-2007 13:08:14	I04.csv	-1.91E+01	5.14E-06	1.24E-05	2.60E-07	-1.11E+07	2.54E-06	4.00E-02	-3.40E-07	-1.18E+05	-4.16E-03	2.91E-01
I set 4	26-Sep-2007 13:13:14	I05.csv	-1.89E+01	5.36E-06	1.24E-05	2.80E-07	-1.11E+07	2.62E-06	-2.80E-01	-3.48E-07	8.05E+05	-8.30E-04	3.78E-01
I set 4	26-Sep-2007 13:16:54	I06.csv	-1.85E+01	4.50E-06	1.24E-05	2.72E-07	-1.11E+07	2.72E-06	-6.70E-01	-3.16E-07	2.12E+06	-2.84E-03	1.82E-01
I set 4	26-Sep-2007 13:19:54	I07.csv	-2.05E+01	4.67E-06	1.23E-05	2.48E-07	-1.17E+07	2.64E-06	3.20E-01	-3.92E-07	-8.16E+05	-6.20E-03	1.74E-01
I set 4	26-Sep-2007 13:22:52	I08.csv	-1.98E+01	4.34E-06	1.25E-05	2.64E-07	-1.16E+07	2.94E-06	4.50E-01	-5.36E-07	-8.40E+05	-2.89E-03	2.95E-01
I set 4	26-Sep-2007 13:26:10	I09.csv	-1.91E+01	4.74E-06	1.26E-05	2.44E-07	-1.17E+07	3.18E-06	-1.50E-01	-5.92E-07	2.53E+05	9.87E-04	2.79E-01
I set 4	26-Sep-2007 13:31:00	I10.csv	-2.16E+01	4.92E-06	1.22E-05	2.60E-07	-1.23E+07	3.91E-06	9.60E-01	-1.01E-06	-9.52E+05	-3.34E-03	1.50E-01
I set 4	26-Sep-2007 13:34:26	I11.csv	-2.20E+01	4.98E-06	1.22E-05	2.40E-07	-1.21E+07	2.96E-06	6.40E-01	-4.04E-07	-1.58E+06	-4.26E-03	2.95E-01
I set 5	26-Sep-2007 13:44:30	I00.csv	-2.02E+01	4.74E-06	1.27E-05	2.72E-07	-1.21E+07	5.38E-06	-1.17E+00	-7.00E-07	1.67E+06	5.84E-03	2.76E-01
I set 5	26-Sep-2007 13:46:48	I01.csv	-2.03E+01	5.03E-06	1.24E-05	2.56E-07	-1.17E+07	2.67E-06	7.10E-01	-3.96E-07	-1.79E+06	-3.60E-03	3.18E-01
I set 5	26-Sep-2007 13:50:44	I02.csv	-1.93E+01	4.75E-06	1.26E-05	2.64E-07	-1.18E+07	2.77E-06	-1.30E-01	-3.56E-07	3.65E+05	-3.03E-03	1.48E-01
I set 5	26-Sep-2007 13:54:12	I03.csv	-1.89E+01	5.24E-06	1.28E-05	2.60E-07	-1.14E+07	2.90E-06	-4.90E-01	-5.04E-07	9.72E+05	9.71E-04	3.38E-01
I set 5	26-Sep-2007 14:02:58	I04.csv	-2.01E+01	4.52E-06	1.23E-05	2.40E-07	-1.16E+07	3.54E-06	-4.70E-01	-6.12E-07	7.68E+05	5.41E-04	3.80E-01
I set 5	26-Sep-2007 14:07:50	I05.csv	-1.92E+01	4.75E-06	1.26E-05	2.76E-07	-1.18E+07	3.26E-06	-2.10E-01	-8.36E-07	2.51E+05	-8.30E-05	3.84E-01
I set 5	26-Sep-2007 14:09:34	I06.csv	-2.10E+01	4.74E-06	1.20E-05	2.64E-07	-1.19E+07	3.37E-06	7.30E-01	-8.12E-07	-8.99E+05	-3.60E-03	2.30E-01
I set 5	26-Sep-2007 14:11:56	I07.csv	-2.15E+01	4.99E-06	1.19E-05	2.52E-07	-1.17E+07	3.96E-06	1.60E-01	-4.28E-07	-3.74E+05	-4.39E-03	9.17E-02
I set 5	26-Sep-2007 14:14:40	I08.csv	-2.06E+01	4.73E-06	1.22E-05	2.48E-07	-1.18E+07	2.52E-06	4.50E-01	-3.60E-07	-1.25E+06	-6.57E-03	2.43E-01
I set 5	26-Sep-2007 14:21:14	I09.csv	-2.13E+01	5.51E-06	1.20E-05	2.48E-07	-1.14E+07	2.44E-06	-8.30E-01	-4.96E-07	1.67E+06	5.38E-03	1.13E+00
I set 5	26-Sep-2007 14:24:44	I10.csv	-2.05E+01	4.51E-06	1.21E-05	2.60E-07	-1.15E+07	8.28E-06	-6.70E+00	-3.60E-06	1.86E+06	7.44E-03	8.14E-02
I set 6	26-Sep-2007 14:51:20	I00.csv	-2.18E+01	8.17E-06	1.27E-05	3.20E-07	-1.08E+07	6.28E-06	9.90E-01	-4.08E-06	-2.43E+05	-1.12E-03	5.78E-01
I set 6	26-Sep-2007 14:54:50	I01.csv	-1.77E+01	4.68E-06	1.28E-05	4.20E-07	-1.09E+07	6.70E-06	-1.82E+00	-2.30E-06	7.90E+05	3.09E-03	2.34E-01
I set 6	26-Sep-2007 14:58:36	I02.csv	-2.06E+01	5.05E-06	1.22E-05	3.80E-07	-1.12E+07	9.28E-06	-1.14E+01	-4.22E-06	2.70E+06	1.04E-02	2.56E-01
I set 6	26-Sep-2007 15:02:20	I03.csv	-1.94E+01	4.96E-06	1.23E-05	2.08E-07	-1.16E+07	3.25E-06	-3.00E-02	-5.20E-07	5.77E+04	-2.36E-03	2.42E-01
I set 6	26-Sep-2007 15:04:58	I04.csv	-2.03E+01	4.61E-06	1.20E-05	2.60E-07	-1.09E+07	2.74E-06	3.70E-01	-4.08E-07	-9.07E+05	-6.65E-03	1.96E-01
I set 6	26-Sep-2007 15:08:42	I05.csv	-2.10E+01	4.76E-06	1.20E-05	1.40E-07	-1.18E+07	2.40E-06	6.30E-01	-4.64E-07			

DESCRIZIONE DELLE FUNZIONI DI ESTRAZIONE DEI PARAMETRI $V(t)$



VcsvVrise.m

La funzione matlab *VcsvVrise.m* è caratterizzata per lavorare su una serie di files csv salvati tramite l'oscilloscopio Agilent in dotazione al laboratorio. Così come per l'analisi dei dati di corrente, questa precisazione è importante ai fini della trasportabilità della funzione su altri tipi di file csv salvati da strumenti diversi in quanto si renderebbe necessaria la conoscenza della formattazione del file per leggere solo i dati numerici di interesse. Posizionandosi nella cartella contenente i files di tensione, assegnato l'elenco dei files ad una variabile tipo array strutturato *Vfiles*, si può digitare il comando $S=VcsvVrise(Vfiles)$. L'output *S* è anch'esso un array strutturato di cui si mostra il dettaglio nello schema seguente.

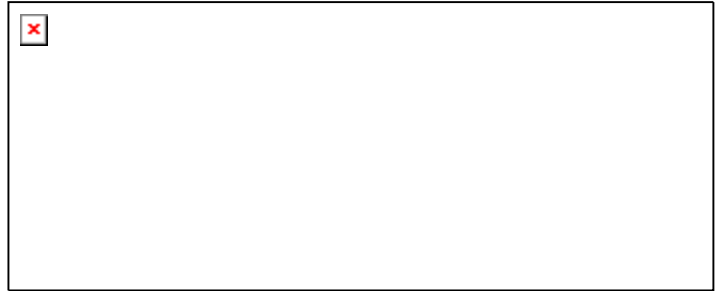
Le prime quattro voci della struttura sono rispettivamente il vettore dei tempi Vt , delle letture di voltaggio V , la differenza tra il vettore delle letture e lo stesso vettore filtrato con media mobile su 5 punti $Vdsb$, la derivata numerica del segnale grezzo dV . Le quattro voci successive sono il valore massimo e l'istante in cui si realizza $Vmax$, $tmax$, l'istante di trigger dell'acquisizione e il valore di V in tale istante $ttrig$, $Vtrig$.

Il vettore *tpositive* è il vettore dei tempi ristretto ad $1\mu s$ a partire dall'istante di trigger. La necessità di mantenere tale vettore deriva dall'esperienza fatta sul campo e dal tipo di analisi che si compie su questi segnali. Si vuole infatti calcolare l'altezza di uno spike di tensione identificativo dell'avvenuto pinch e rapportarlo al valore della tensione di scarica. L'osservazione di un certo numero di forme d'onda, derivanti dagli esperimenti, ha dimostrato che anche per i valori di pressione di scarica più ridotti, nell'ordine dei decimi di Torr, l'eventuale picco del pinch non compariva mai prima di circa $1.8\mu s$ dall'inizio della scarica. Per contro si osservava sistematicamente il picco iniziale detto Overshoot che si genera all'innesco della scarica. Questo carattere rende vana nella maggior parte dei casi la possibilità di individuare il pinch come il massimo del segnale. D'altro canto, l'indagine teorica sulla generazione dell'Overshoot, svolta adottando il modello circuitale di scarica a due maglie con carico resistivo-capacitivo, ha mostrato che si possono ottenere diverse informazioni sul comportamento atteso della scarica. In un'approssimazione circuitale come quella mostrata in figura, si può descrivere la rampa di innesco e le successive rapide oscillazioni smorzate che si osservano sperimentalmente, con la formula:

$$V(t) = \frac{\Delta V \left((e^{t\alpha_1} - e^{t\alpha_2} \cos(\omega t)) \omega + e^{t\alpha_2} \sin(\omega t) (\alpha_2 - \alpha_1) \right)}{C_l L \omega (\omega^2 + (\alpha_2 - \alpha_1)^2)}$$

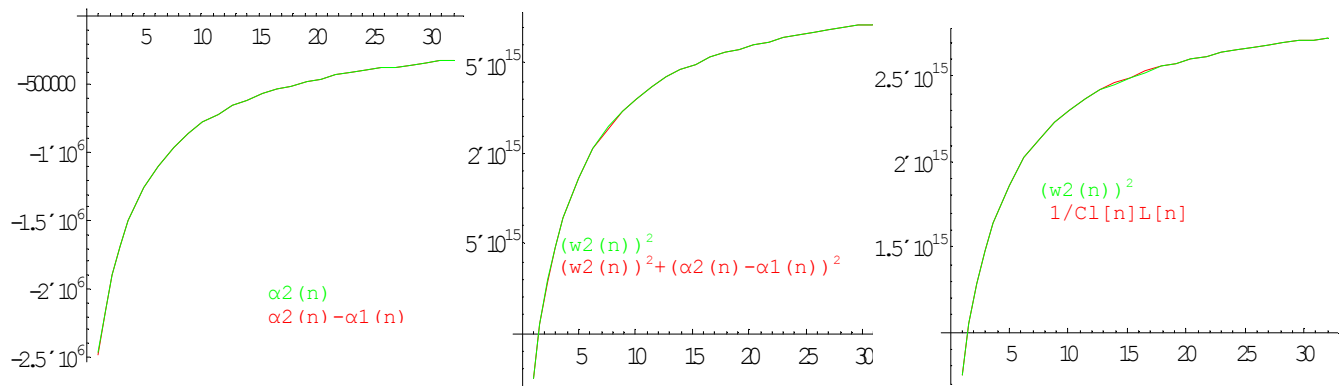
che per un ampio range di valori dei parametri circuitali in esame, si può approssimare ad un'espressione più maneggevole:

$$\begin{cases} \alpha_1 \ll \alpha_2 \\ \omega^2 \gg (\alpha_1 - \alpha_2)^2 \\ \omega^2 \cong \frac{1}{C_l L} \end{cases}$$

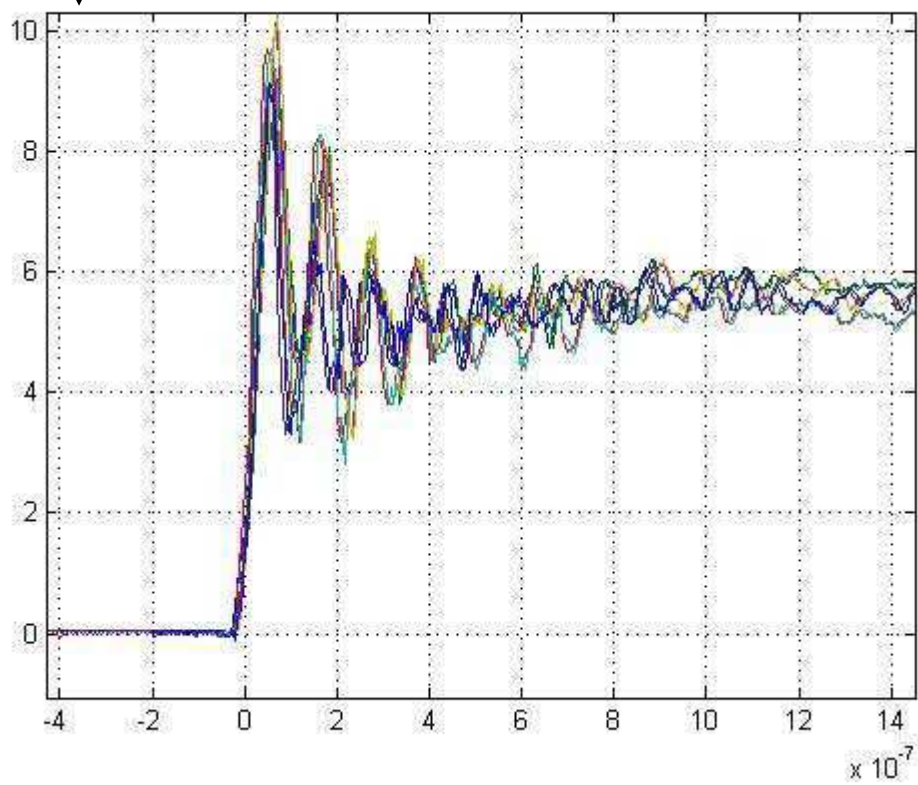
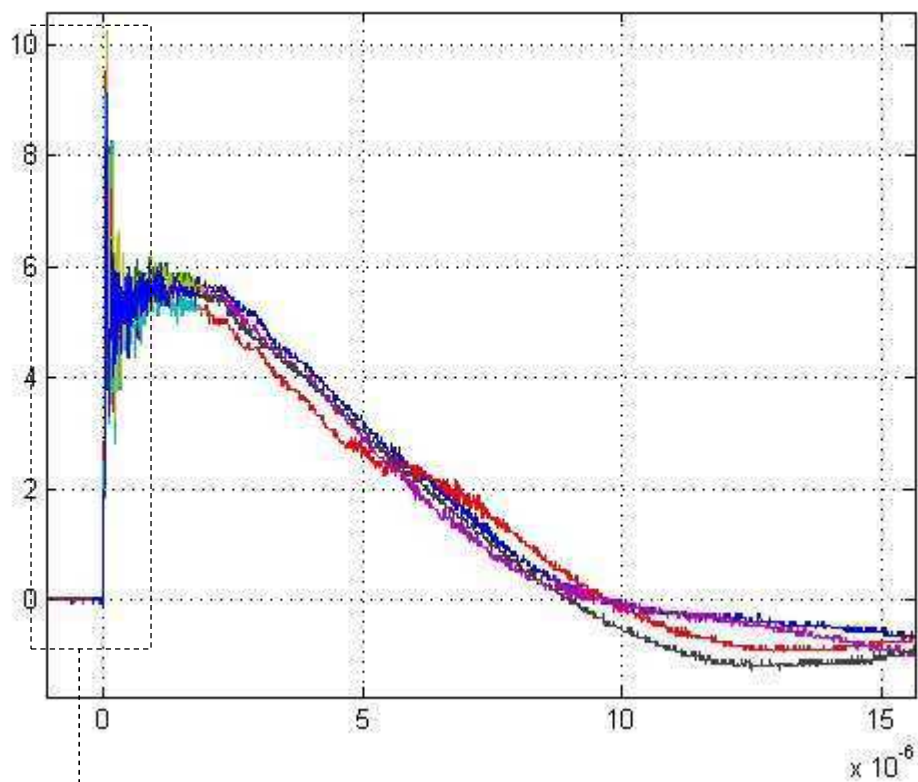


$$V(t) \underset{t \rightarrow 0}{\approx} \Delta V \left(1 - e^{t\alpha_2} \cos \left(\frac{t}{\sqrt{LC_{load}}} \right) \right)$$

Le figure seguenti sono state ottenute con il software Mathematica4 e mostrano la validità delle assunzioni fatte per le approssimazioni in funzione del numero dei moduli di scarica, adottando i valori del circuito in figura, estratti durante le prove di corto circuito.



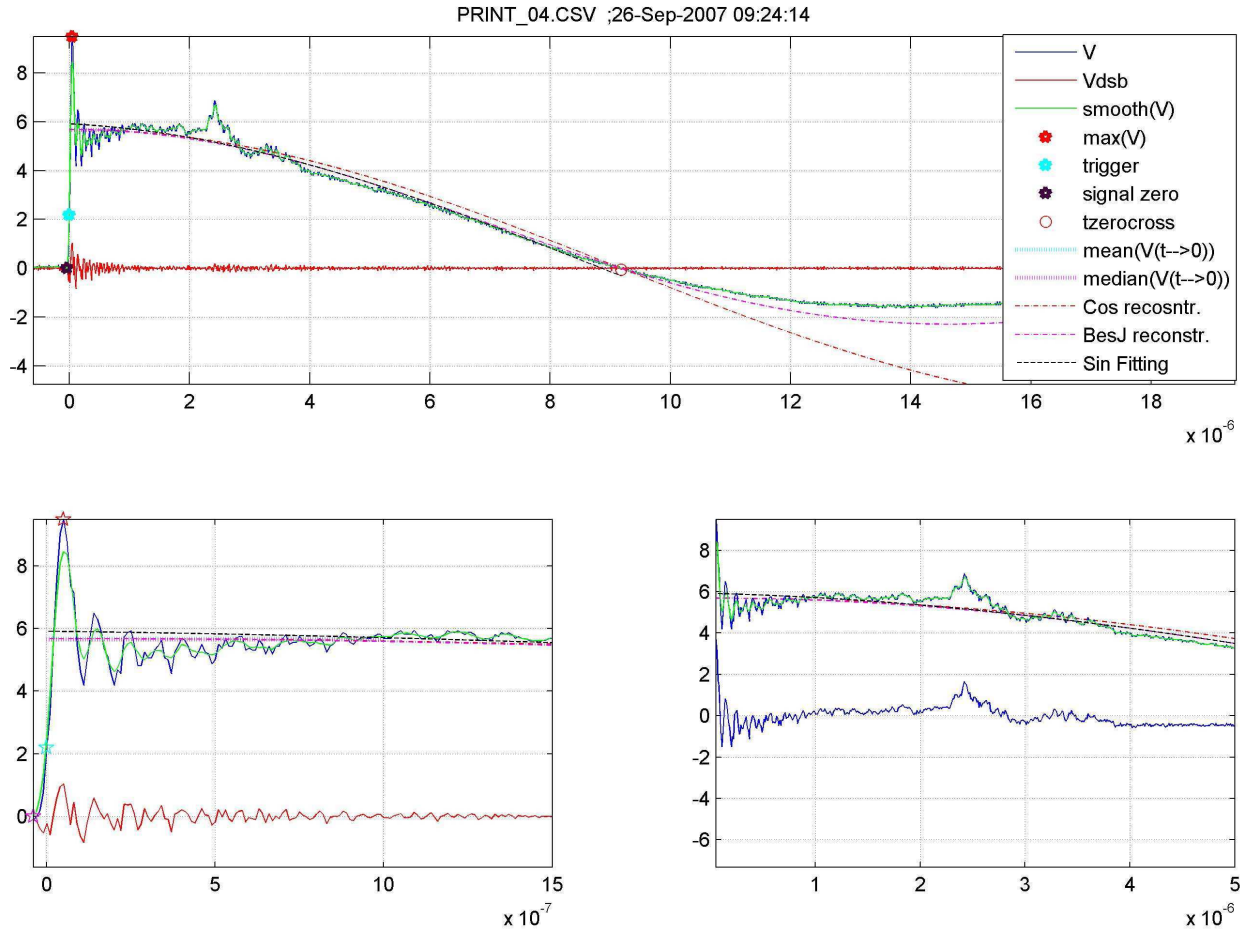
L'espressione ottenuta mostra che l'instaurarsi della tensione dopo la rampa d'innescio procede secondo un termine costante più una cosinusoide fortemente smorzata di frequenza dell'ordine dei 10MHz. La costante di smorzamento, che in questi grafici è calcolata per un valore di resistenza di 26Ω , è in realtà sottostimata come si osserva dalle figure di esempio. Questa osservazione legittima l'assunto che in tempi dell'ordine del microsecondo l'effetto ripple sia in pratica completamente svanito come mostrano le seguenti forme d'onda sperimentali, sovrapposte per evidenziare il carattere ripetitivo del fenomeno.



Quindi mediando su un intervallo di tale ordine a partire dall'innesco del segnale, si ottiene che il termine oscillatorio restituisce un contributo trascurabile alla media che acquista il valore ΔV pari alla tensione trasmessa.

Con questa tecnica si ottengono i valori *med* e *mean* della struttura *S* rispettivamente media e mediana del segnale sull'intervallo *tpositive*. Le voci *tzero*, *trise* e *tzerocross* rappresentano l'istante di inizio effettivo della salita del segnale, il tempo fino al valore massimo e l'istante di intersezione con l'asse dei tempi.

A questo punto si possono calcolare delle baseline di riferimento per il segnale a cui riferirsi per ottenere dati sull'eventuale avvenuto pinch.



Nella figura soprastante, output opzionale della funzione *VcsvVrise*, si notano le curve denominate in legenda ‘*Cos reconstruction*’, ‘*BesJ reconstruction*’ e ‘*Sin Fitting*’. Le prime due sono semplicemente le i valori calcolati, sugli istanti positivi del vettore dei tempi, delle funzioni:

$$\begin{cases} \omega = \frac{\pi}{S.tzerocross - S.tzero} \\ A = S.med \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} Cos = A \cos(\omega \cdot t) \\ BesJ = A \cdot BesselJ\left(\pi \frac{t - 2.405}{\omega}\right) \end{cases}$$

La terza si ottiene operando il best fitting di un funzione $A \sin(\omega t + \varphi)$ calcolato dal comando *fit* in matlab sul vettore dei tempi compresi fra *tzero*+1 μ s e *tzerocross*. La determinazione dei parametri costanti *A*, ω e φ non è in alcun modo vincolata. Nella stragrande maggioranza dei casi l'indice di correlazione R^2 è comunque risultato maggiore di 0.95 con valori della fase φ tipicamente nell'introno di $\pi/2$, a conferma del valore dell'ipotesi di carattere cosinusoidale.

Generalmente si è poi osservato che sebbene le tre funzioni approssimano la curva ipotetica imperturbata dal pinch con differenze molto ridotte fra loro, il fitting risultava meno influenzato dalla fase iniziale del segnale e

poteva anche dare buoni risultati in casi di smorzamenti più importanti come quelli derivanti da effetti prolungati del pinch o pinch multipli come mostrato nella figura sottostante. Ci si è dunque riferiti maggiormente a questa baseline per il calcolo dell'indice di qualità del pinch piuttosto che alle prime due, definito come

$$V_{qf} = \frac{V(t_{PINCH}) - \sin fit(t_{PINCH})}{S.med}$$

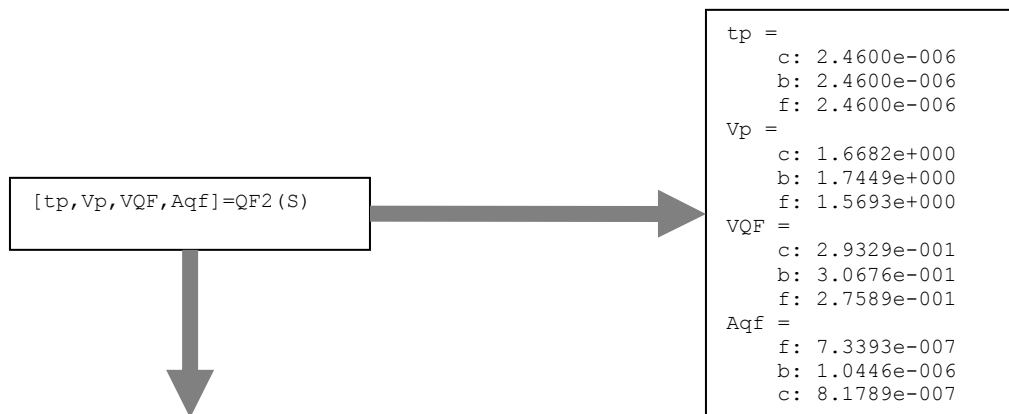
Dove t_{PINCH} è definito come l'istante del massimo della curva data dalla differenza fra il segnale grezzo e la baseline di riferimento.

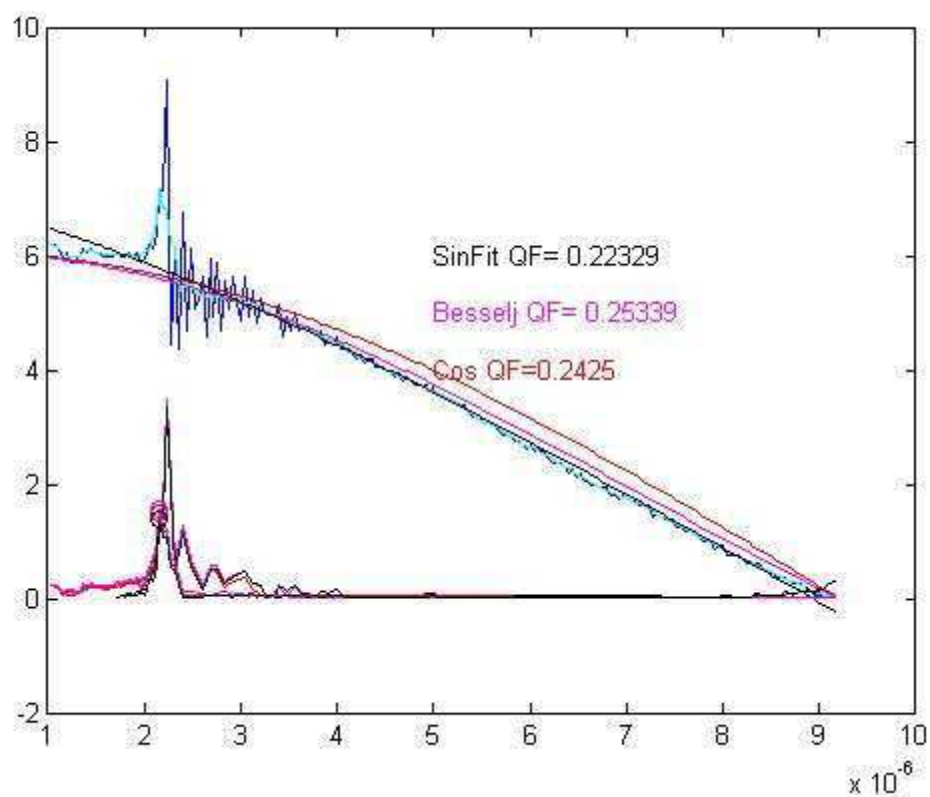
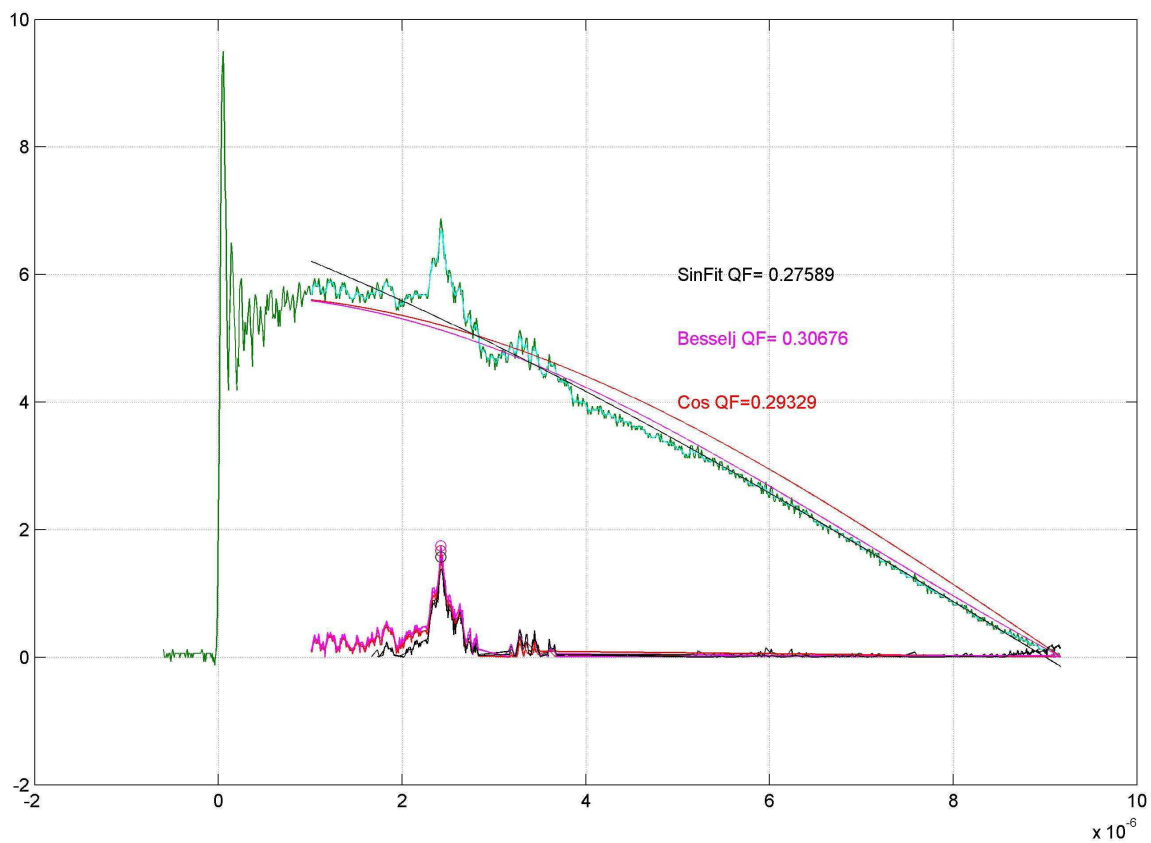
QF2.m

La funzione *QF2* che viene chiamata in cascata opera sull'array *S*, calcola le tre vaseline mostrate ed estrae i parametri

tp e *Vp* coordinate dell'istante di pinch, *Vqf* fattore di qualità e *Aqf* area della curva differenza, ciascuno sottoforma di array strutturato con voci relative a ciascuna baseline.

In un primo momento si utilizzava il segnale smooth come riferimento per il calcolo del *Vqf*, ma in casi in cui il picco era molto rapido, come nella figura sottostante, si poteva incorrere in una sottostima di tale parametro a causa della riduzione del picco dalla procedura di filtraggio.





Vfoldprocess.m

La routine Vfoldprocess opera l'analisi in cascata, sfruttando le funzioni *VcsvVrise* e *QF2*, di una serie di cartelle disposte su uno stesso livello, ciascuna contenente i files PRINT*.csv generando poi il log_file.txt per la statistica.

Una volta che i log file prodotti dal processamento dei segnali di I e V si sono ottenuti, si possono riunire in un unico file.xls di registro in cui viene aggiunto il dato di pressione del gas subito prima della scarica, oltre che ovviamente il tipo di gas o di miscela presente in camera e la configurazione del core. Si è poi realizzata una funzione in Matlab per la riestrazione e l'assegnazione dei dati alle variabili ai fini di una presentazione grafica che aiuti ad evidenziare le correlazioni principali.

Directory name	Vfile date	Vfile name	detected V_0	tp.f(k)	tp.b(k)	qff(k)	Aqff(k)	trise	tmax	Vmax(Overshoot)
V set 1	26-Sep-2007 09:10:26	PRINT_00.CSV	5.63E+00	1.43E-06	1.43E-06	9.22E-02	9.02E-07	9.00E-08	6.00E-08	1.08E+01
V set 1	26-Sep-2007 09:14:04	PRINT_01.CSV	5.81E+00	2.61E-06	2.61E-06	1.52E-01	4.88E-07	7.00E-08	5.00E-08	1.00E+01
V set 1	26-Sep-2007 09:17:44	PRINT_02.CSV	5.69E+00	1.79E-06	1.79E-06	6.65E-02	4.79E-07	7.00E-08	5.00E-08	1.01E+01
V set 1	26-Sep-2007 09:21:10	PRINT_03.CSV	5.75E+00	2.31E-06	1.97E-06	5.53E-02	4.13E-07	7.00E-08	4.00E-08	1.03E+01
V set 1	26-Sep-2007 09:24:14	PRINT_04.CSV	5.69E+00	2.46E-06	2.46E-06	2.76E-01	7.34E-07	9.00E-08	5.00E-08	9.50E+00
V set 1	26-Sep-2007 09:28:02	PRINT_05.CSV	5.88E+00	2.75E-06	1.05E-06	6.57E-02	3.87E-07	7.00E-08	4.00E-08	1.10E+01
V set 1	26-Sep-2007 09:33:36	PRINT_06.CSV	5.81E+00	2.60E-06	2.60E-06	9.15E-02	3.89E-07	8.00E-08	4.00E-08	9.44E+00
V set 1	26-Sep-2007 09:35:34	PRINT_07.CSV	5.69E+00	2.38E-06	1.89E-06	5.37E-02	3.57E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.38E+00
V set 1	26-Sep-2007 09:39:16	PRINT_08.CSV	5.81E+00	2.35E-06	2.35E-06	1.13E-01	4.32E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.75E+00
V set 1	26-Sep-2007 09:42:48	PRINT_09.CSV	5.81E+00	2.47E-06	2.47E-06	1.17E-01	4.41E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.63E+00
V set 1	26-Sep-2007 09:46:44	PRINT_10.CSV	5.81E+00	7.88E-06	1.23E-06	4.64E-02	3.54E-07	6.00E-08	4.00E-08	8.69E+00
V set 1	26-Sep-2007 09:49:42	PRINT_11.CSV	5.75E+00	2.20E-06	1.09E-06	4.69E-02	3.53E-07	7.00E-08	4.00E-08	1.01E+01
V set 2	26-Sep-2007 10:00:20	PRINT_00.CSV	6.06E+00	2.85E-06	2.10E-06	2.02E-01	8.17E-07	8.00E-08	4.00E-08	9.13E+00
V set 2	26-Sep-2007 10:03:46	PRINT_01.CSV	5.88E+00	2.24E-06	2.24E-06	6.53E-02	3.72E-07	7.00E-08	4.00E-08	1.03E+01
V set 2	26-Sep-2007 10:07:52	PRINT_02.CSV	5.88E+00	2.32E-06	2.32E-06	1.08E-01	4.34E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.88E+00
V set 2	26-Sep-2007 10:11:10	PRINT_03.CSV	6.00E+00	1.16E-06	1.16E-06	1.10E-01	5.67E-07	2.80E-07	2.10E-07	1.08E+01
V set 2	26-Sep-2007 10:14:10	PRINT_04.CSV	5.81E+00	2.46E-06	2.46E-06	2.21E-01	6.09E-07	5.00E-08	3.00E-08	1.00E+01
V set 2	26-Sep-2007 10:17:42	PRINT_05.CSV	5.88E+00	8.24E-06	1.83E-06	3.89E-02	3.38E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.56E+00
V set 2	26-Sep-2007 10:22:30	PRINT_06.CSV	5.91E+00	2.30E-06	2.30E-06	2.10E-01	4.87E-07	5.00E-08	3.00E-08	9.75E+00
V set 2	26-Sep-2007 10:25:34	PRINT_07.CSV	5.84E+00	2.27E-06	2.27E-06	3.45E-01	8.37E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.69E+00
V set 2	26-Sep-2007 10:28:28	PRINT_08.CSV	5.84E+00	3.01E-06	3.01E-06	4.56E-01	9.90E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.63E+00
V set 2	26-Sep-2007 10:32:42	PRINT_09.CSV	5.84E+00	2.25E-06	1.81E-06	4.10E-02	2.98E-07	6.00E-08	4.00E-08	9.38E+00
V set 2	26-Sep-2007 10:34:56	PRINT_10.CSV	5.81E+00	2.25E-06	2.25E-06	4.34E-01	9.60E-07	5.00E-08	3.00E-08	9.59E+00
V set 2	26-Sep-2007 10:41:56	PRINT_11.CSV	5.88E+00	2.26E-06	2.26E-06	4.89E-01	9.67E-07	6.00E-08	4.00E-08	9.69E+00
V set 2	26-Sep-2007 10:45:28	PRINT_12.CSV	5.81E+00	2.34E-06	2.34E-06	1.34E-01	3.89E-07	6.00E-08	3.00E-08	9.78E+00
V set 3	26-Sep-2007 11:04:12	PRINT_00.CSV	5.59E+00	3.35E-06	2.69E-06	2.05E-01	1.24E-06	5.00E-08	3.00E-08	8.06E+00
V set 3	26-Sep-2007 11:08:04	PRINT_01.CSV	6.00E+00	2.62E-06	2.62E-06	9.33E-02	4.22E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.72E+00
V set 3	26-Sep-2007 11:11:40	PRINT_02.CSV	5.81E+00	2.39E-06	1.09E-06	4.53E-02	3.61E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.22E+00
V set 3	26-Sep-2007 11:15:40	PRINT_03.CSV	5.84E+00	2.85E-06	1.24E-06	6.49E-02	3.64E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.34E+00
V set 3	26-Sep-2007 11:19:24	PRINT_04.CSV	5.94E+00	2.61E-06	2.61E-06	7.76E-02	4.46E-07	6.00E-08	3.00E-08	9.34E+00
V set 3	26-Sep-2007 11:22:16	PRINT_05.CSV	5.88E+00	2.31E-06	2.31E-06	6.79E-02	3.76E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.38E+00
V set 3	26-Sep-2007 11:25:40	PRINT_06.CSV	5.81E+00	2.39E-06	1.08E-06	5.25E-02	3.68E-07	6.00E-08	4.00E-08	9.63E+00
V set 3	26-Sep-2007 11:29:08	PRINT_07.CSV	5.88E+00	2.74E-06	1.23E-06	5.82E-02	3.70E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.50E+00
V set 3	26-Sep-2007 11:32:36	PRINT_08.CSV	5.88E+00	2.31E-06	2.31E-06	6.74E-02	4.00E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.16E+00
V set 3	26-Sep-2007 11:36:02	PRINT_09.CSV	5.88E+00	2.96E-06	2.46E-06	1.03E-01	5.48E-07	5.00E-08	3.00E-08	9.44E+00
V set 3	26-Sep-2007 11:40:00	PRINT_10.CSV	5.84E+00	3.13E-06	1.23E-06	7.12E-02	3.61E-07	6.00E-08	4.00E-08	9.28E+00
V set 4	26-Sep-2007 12:41:50	PRINT_00.CSV	6.09E+00	2.34E-06	1.09E-06	6.45E-02	4.70E-07	6.00E-08	3.00E-08	1.00E+01
V set 4	26-Sep-2007 12:46:52	PRINT_01.CSV	5.69E+00	2.36E-06	1.42E-06	7.72E-02	5.95E-07	3.90E-07	3.20E-07	9.40E+00
V set 4	26-Sep-2007 12:49:14	PRINT_02.CSV	5.97E+00	2.90E-06	1.24E-06	6.25E-02	4.36E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.25E+00
V set 4	26-Sep-2007 12:52:54	PRINT_03.CSV	5.81E+00	2.46E-06	2.46E-06	9.65E-02	4.25E-07	6.00E-08	4.00E-08	9.37E+00
V set 4	26-Sep-2007 12:56:08	PRINT_04.CSV	5.44E+00	2.55E-06	2.50E-06	1.26E-01	3.93E-07	7.00E-08	4.00E-08	8.72E+00
V set 4	26-Sep-2007 13:02:46	PRINT_05.CSV	5.53E+00	2.58E-06	2.58E-06	1.60E-01	4.50E-07	7.00E-08	4.00E-08	8.90E+00
V set 4	26-Sep-2007 13:06:24	PRINT_06.CSV	5.44E+00	2.75E-06	1.10E-06	7.45E-02	4.32E-07	7.00E-08	4.00E-08	8.44E+00
V set 4	26-Sep-2007 13:09:46	PRINT_07.CSV	5.90E+00	2.33E-06	1.08E-06	5.66E-02	3.93E-07	6.00E-08	4.00E-08	9.37E+00
V set 4	26-Sep-2007 13:12:32	PRINT_08.CSV	5.87E+00	2.80E-06	2.80E-06	9.86E-02	4.32E-07	5.00E-08	3.00E-08	9.56E+00
V set 4	26-Sep-2007 13:16:08	PRINT_09.CSV	5.90E+00	2.75E-06	2.75E-06	1.41E-01	5.11E-07	6.00E-08	4.00E-08	9.59E+00
V set 4	26-Sep-2007 13:20:58	PRINT_10.CSV	6.28E+00	3.07E-06	1.09E-06	7.50E-02	4.57E-07	6.00E-08	3.00E-08	1.03E+01
V set 4	26-Sep-2007 13:24:14	PRINT_11.CSV	6.22E+00	2.91E-06	1.08E-06	8.86E-02	4.56E-07	5.00E-08	3.00E-08	1.03E+01
V set 5	26-Sep-2007 13:34:16	PRINT_00.CSV	5.59E+00	2.49E-06	2.49E-06	1.02E-01	5.04E-07	4.00E-07	3.30E-07	8.87E+00
V set 5	26-Sep-2007 13:36:28	PRINT_01.CSV	5.97E+00	2.89E-06	2.89E-06	9.65E-02	4.40E-07	5.00E-08	3.00E-08	9.78E+00
V set 5	26-Sep-2007 13:40:32	PRINT_02.CSV	5.87E+00	2.84E-06	1.09E-06	6.69E-02	4.56E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.62E+00
V set 5	26-Sep-2007 13:43:48	PRINT_03.CSV	5.84E+00	2.88E-06	2.88E-06	1.09E-01	4.86E-07	6.00E-08	3.00E-08	9.34E+00
V set 5	26-Sep-2007 13:52:26	PRINT_04.CSV	5.94E+00	3.29E-06	1.09E-06	7.14E-02	4.30E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.78E+00
V set 5	26-Sep-2007 13:56:06	PRINT_05.CSV	5.90E+00	2.91E-06	2.91E-06	1.06E-01	4.90E-07	6.00E-08	3.00E-08	9.69E+00
V set 5	26-Sep-2007 13:59:24	PRINT_06.CSV	5.88E+00	2.89E-06	1.39E-06	7.50E-02	4.43E-07	6.00E-08	3.00E-08	9.44E+00
V set 5	26-Sep-2007 14:01:58	PRINT_07.CSV	5.84E+00	2.39E-06	1.38E-06	6.94E-02	3.80E-07	6.00E-08	3.00E-08	9.56E+00
V set 5	26-Sep-2007 14:04:40	PRINT_08.CSV	5.81E+00	2.49E-06	1.09E-06	6.69E-02	3.88E-07	6.00E-08	3.00E-08	9.31E+00
V set 5	26-Sep-2007 14:11:02	PRINT_09.CSV	5.72E+00	2.47E-06	2.47E-06	2.72E-01	5.27E-07	7.00E-08	4.00E-08	9.25E+00
V set 5	26-Sep-2007 14:14:42	PRINT_10.CSV	5.72E+00	2.20E-06	1.07E-06	4.84E-02	3.24E-07	5.00E-08	3.00E-08	9.38E+00
V set 6	26-Sep-2007 14:40:48	PRINT_00.CSV	5.47E+00	1.89E-06	1.89E-06	1.09E-01	1.19E-06	1.20E-07	6.00E-08	9.94E+00
V set 6	26-Sep-2007 14:44:32	PRINT_01.CSV	5.59E+00	2.57E-06	2.57E-06	1.58E-01	5.62E-07	1.10E-07	7.00E-08	9.13E+00
V set 6	26-Sep-2007 14:47:54	PRINT_02.CSV	5.59E+00	2.54E-06	1.39E-06	7.65E-02	5.35E-07	1.00E-07	5.00E-08	9.13E+00
V set 6	26-Sep-2007 14:52:10	PRINT_03.CSV	5.66E+00	2.39E-06	2.39E-06	6.65E-02	4.28E-07	8.00E-08	4.00E-08	9.22E+00
V set 6	26-Sep-2007 14:54:50	PRINT_04.CSV	5.72E+00	2.40E-06	1.22E-06	5.54E-02	3.22E-07	9.00E-08	5.00E-08	8.50E+00
V set 6	26-Sep-2007 14:58:24	PRINT_05.CSV	6.03E+00	2.53E-06	1.13E-06	6.55E-02	3.83E-07	9.00E-08	5.00E-08	9.38E+00
V set 6	26-Sep-2007 15:02:08	PRINT_06.CSV	6.06E+00	3.05E-06	3.05E-06	1.92E-01	7.26E-07	9.00E-08	6.00E-08	9.81E+00
V set 6	26-Sep-2007 15:06:20	PRINT_07.CSV	6.06E+00	2.56E-06	1.25E-06	7.38E-02	4.10E-07	8.00E-08	4.00E-08	9.84E+00
V set 6	26-Sep-2007 15:08:54	PRINT_08.CSV	5.91E+00	2.36E-06	2.36E-06	1.17E-01	4.52E-07	7.00E-08	4.00E-08	8.91E+00
V set 6	26-Sep-2007 15:11:44	PRINT_09.CSV	5.91E+00	2.33E-06	2.33E-06	1.07E-01	3.98E-07	7.00E-08	4.00E-08	8.91E+00
V set 6	26-Sep-2007 15:15:40	PRINT_10.CSV	6.03E+00	2.41E-06	2.41E-06	9.14E-02	4.44E-07	8.00E-08	5.00E-08	1.01E+01
V set 6	26-Sep-2007 15:19:48	PRINT_11.CSV	6.41E+00	2.32E-06	1.10E-06	5.88E-02	4.05E-07	7.00E-08	4.00E-08	1.02E+01
V set 6	26-Sep-2007 15:22:30	PRINT_12.CSV	5.72E+00	2.55E-06	2.55E-06	1.82E-01	4.76E-07	8.00E-08	4.00E-08	9.56E+00

4.8 Analisi dei dati

La serie delle variazioni di configurazione del core e l'elenco dei dati collezionati è riportata nel riquadro sottostante. Il nome di ogni set di dati evidenzia la data in cui si sono svolti gli esperimenti, il gas di riempimento della camera ed il tipo di isolante montato fra i due elettrodi. La presenza della voce KE indica le scariche successive al montaggio dell'elemento di distorsione knife edge sulla base dell'elettrodo esterno. Le ultime 5 voci cumulano diverse serie di dati con caratteristiche analoghe, ottenute semplicemente appendendo uno di seguito all'altro i diversi datafile con il comando *vertcat*. La funzione *RIassegna.m* assegna appunto a diversi vettori i dati numerici letti dal datafile e produce di default i grafici riportati nelle figure sottostanti. I dati di esempio si riferiscono al data set del 26 settembre 2007.

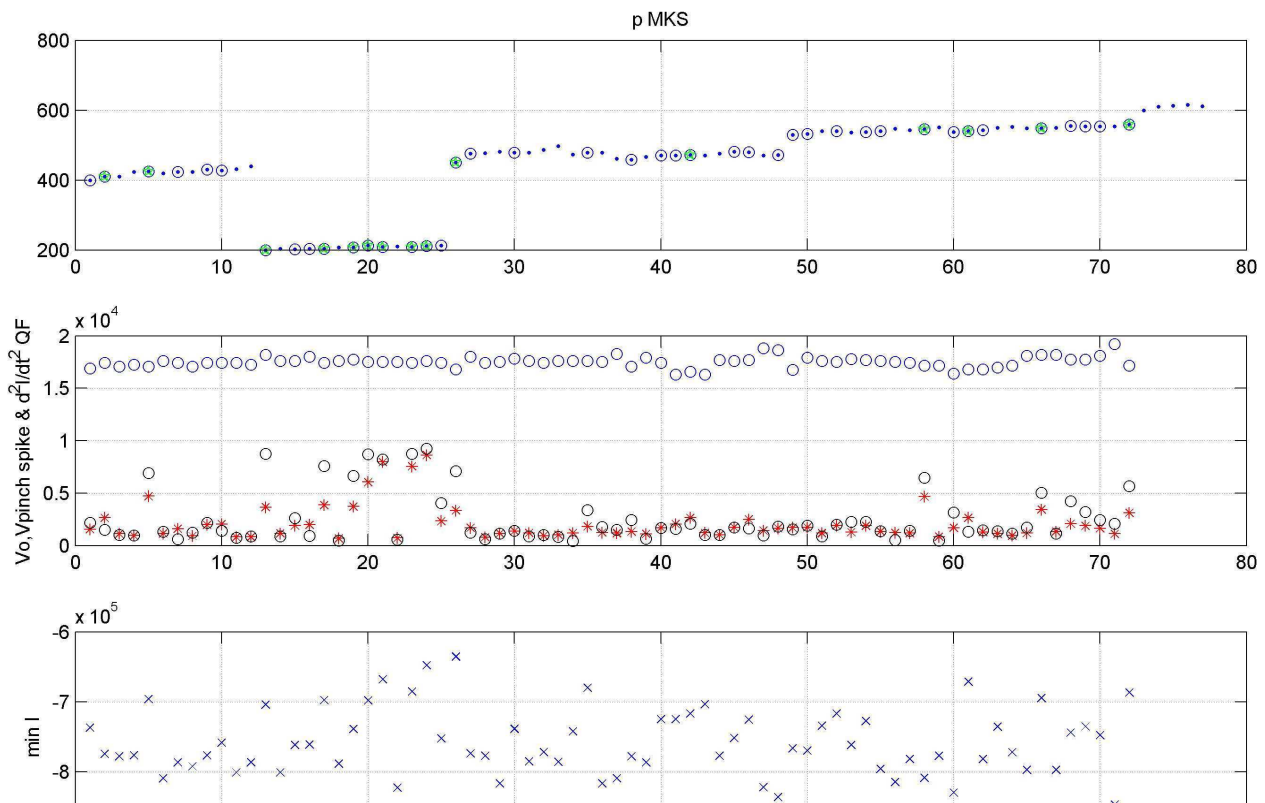
Variazioni componentistica PFMA1

22/8/2007	montata ceramica HTC Bs	--> rottura 12/9/2007
13/9/2007	montata ceramica HTC Bs	--> rottura 17/9/2007
18/9/2007	montato Pyrex1	--> rottura 20/9/2007
24/9/2007	montato Pyrex2	
4/10/2007	montatato elettrodo con knife edge	

DATA SETS:

data10_Ott_He4_Pyrex2_KE	data18_Ott_N_Pyrex2_KE	data7_Set_He4_HTC
data10_Set_He4_HTC	data18_Set_He4_Pyrex	data8_Ott_He4_Pyrex2_KE
data11_Ott_He4_Pyrex2_KE	data1_Ott_He4_Pyrex2	data9_Nov_He3_O_Pyrex2_KE
data11_Set_He4_HTC	data20_Set_He3_O_N_Pyrex	data9_Ott_He4_Pyrex2_KE
data12_Ott_He4_Pyrex2_KE	data24_Set_He4_Pyrex2	dataHe4KE
data12_Set_He3_HTC	data25_Ott_He3_N_O_Air_Pyrex2_KE	dataHe4NoKE
data13_Nov_He3_O_Pyrex_KE	data25_Set_He4_Pyrex2	dataNov
data14_Nov_He3_O_Pyrex2_KE	data26_Set_He4_Pyrex2	dataOtt
data15_Ott_He4_Pyrex2_KE	data29_Ott_He3_O_Pyrex2_KE	dataSet
data16_Ott_He3_N_Pyrex2_KE	data2_Ott_He4_Pyrex2	
data17_Ott_N_Pyrex2_KE	data6_Nov_O_Pyrex2_KE	
data17_Set_He4_HTC2	data7_Nov_O_Pyrex2_KE	

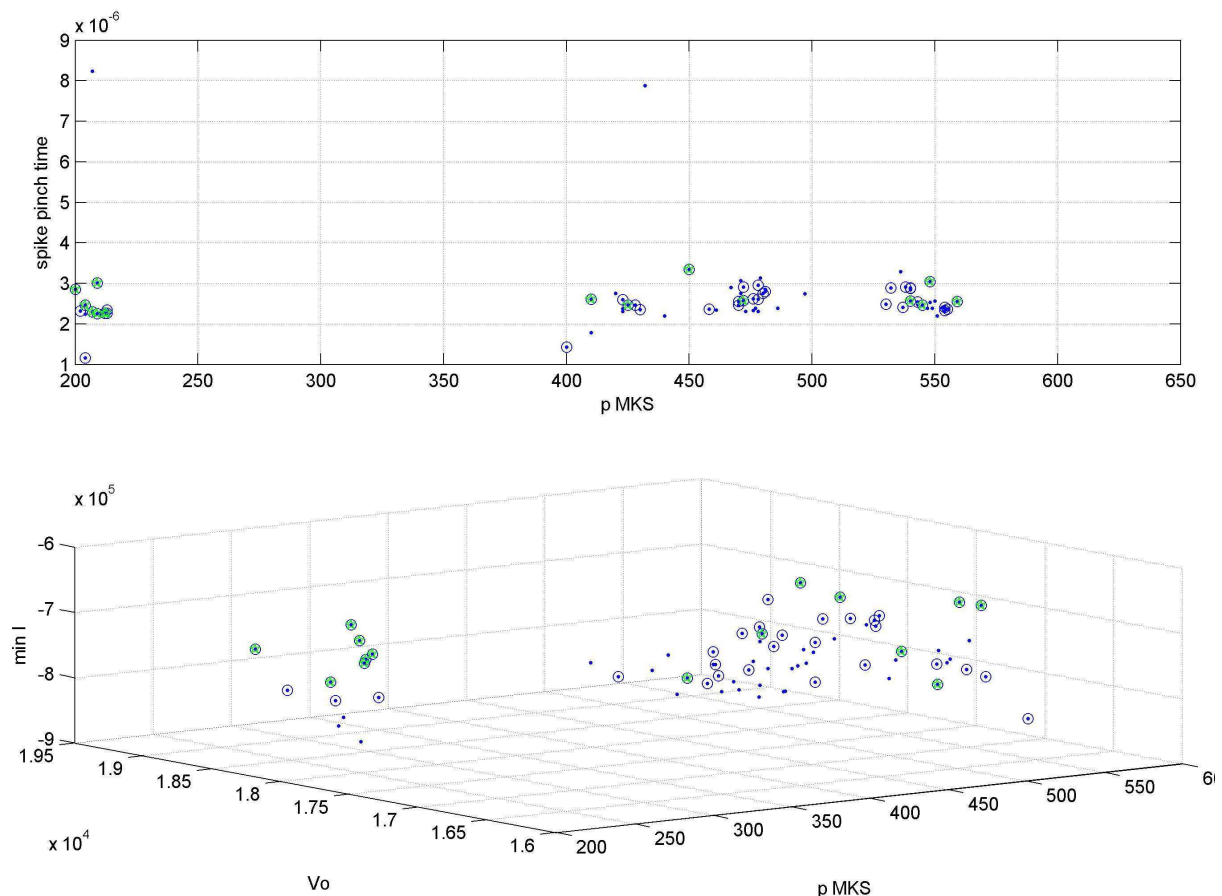
```
>> [p,Vo,tpf,tpb,Vqf,Imin,t0x,tpI,Idip,dt dip,It dipratio,mdI,Iqf]=assegna(data26_Set_He4_Pyrex2);
```



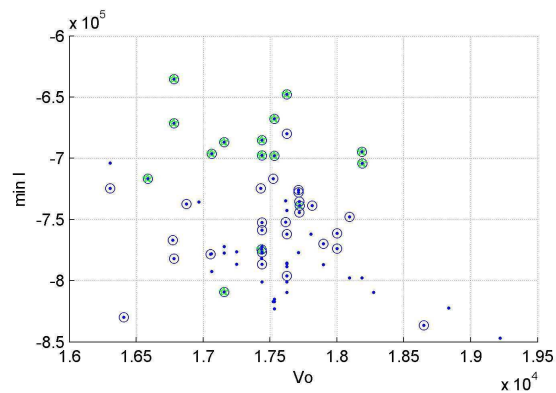
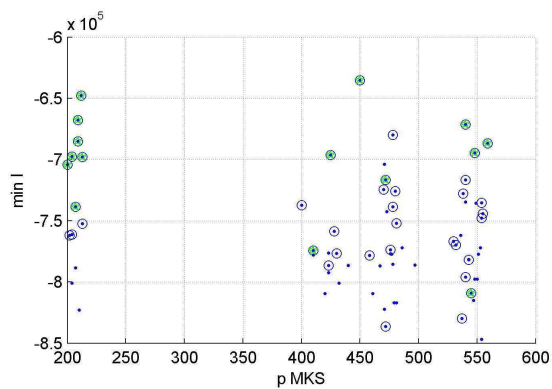
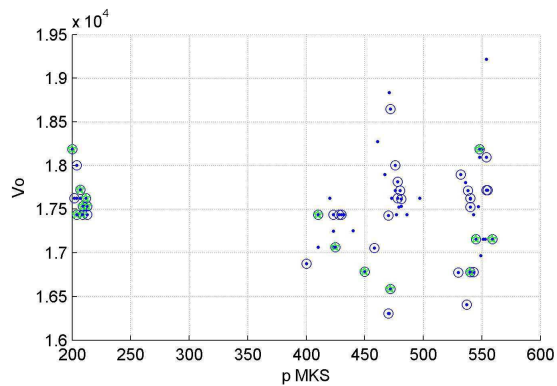
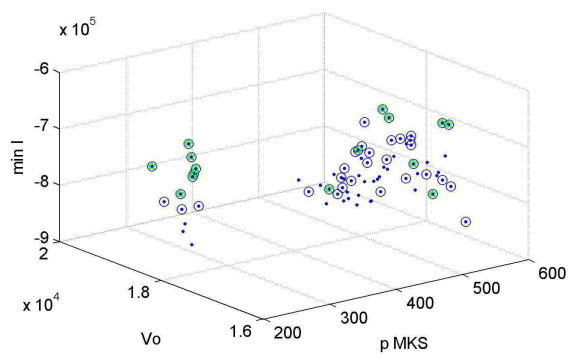
Il primo dei grafici è la storia delle pressioni di riempimento della camera. In ascisse si ha sempre il numero della scarica. Il titolo del primo grafico '*p MKS*' indica che tale dato è il valore letto sul display del manometro capacitivo Baratron prodotto dalla casa MKS, nulla a che vedere con il sistema di misura internazionale, anche se il dato corrisponde circa al valore di pressione in Pa, per cui $100\text{Pa} \approx 1\text{ mbar}$. I diversi marker utilizzati si riferiscono a diverse soglie del parametro V_{qf} che funge da discriminatore. Così i punti blu rappresentano il totale dei dati, quelli con i cerchi sono relativi alle scariche per cui il V_{qf} rilevato è maggiore del 7.5% della tensione media di scarica V_o rilevata, soglia minima utile, dettata unicamente dall'esperienza di osservazione, per ritenere che lo spike di tensione visto sia causato da un fenomeno di pinch. Procedendo si sono settate altre due soglie al 15% ed al 50% rispettivamente individuate dai marker a forma di stelle verdi e rosse, le ultime non presenti nella serie di dati mostrati.

Ci si può convincere della corrispondenza dei dati analizzando il secondo dei grafici mostrati in cui sono riportati i valori di V_o con i cerchi blu, i valori dello spike di tensione dati da $V_o * V_{qf}$ con gli asterischi rossi, ed i valori e dell'indice di qualità del pinch derivato dai segnali di corrente moltiplicato per un opportuno fattore di scala che rende i dati confrontabili. Quel'ultimo dato è graficato con cerchi neri.

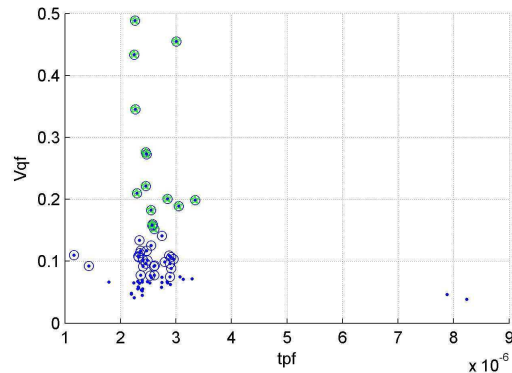
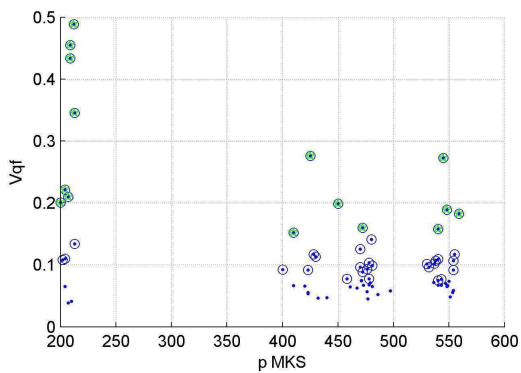
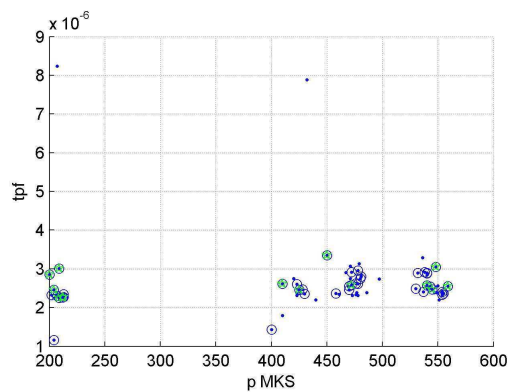
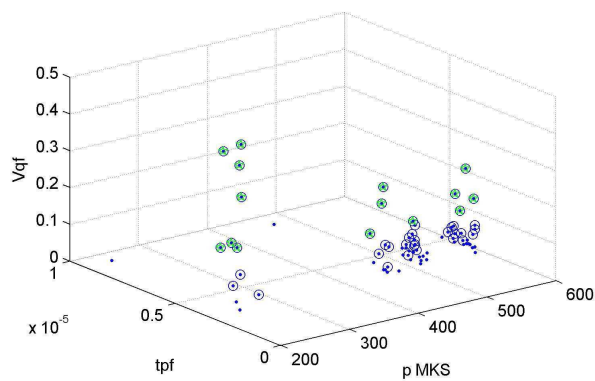
Il terzo dei grafici riporta la storia dei valori minimi (massimi in valore assoluto) dei segnali di corrente sulla cui utilità si discuterà più in avanti, limitandosi per ora a sottolineare la tendenza di questo dato a risultare ridotto rispetto alla media laddove si è verificato un evento di pinch che smorza la corrente.



Il secondo grafico è uno scatterplot 3D, i punti hanno coordinate $(V_o, p, \min(I))$ ovvero la tensione di scarica, pressione e minimo di corrente. Poiché non risulta di grande utilità se non si dispone dello strumento software che permette la rotazione della vista se ne riportano di seguito le tre proiezioni.



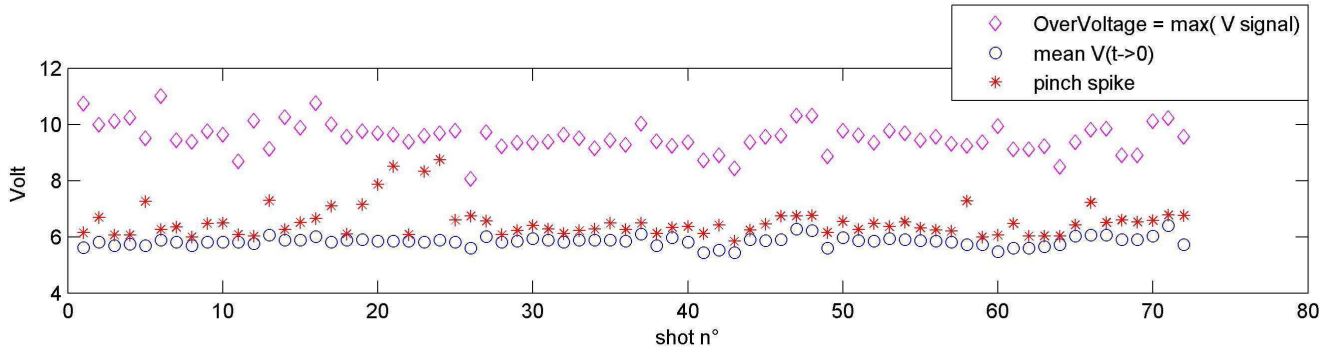
Un altro grafico esplicativo delle correlazioni ricercate è lo scatterplot (p , tpf , V_{qf}) riportato di seguito.



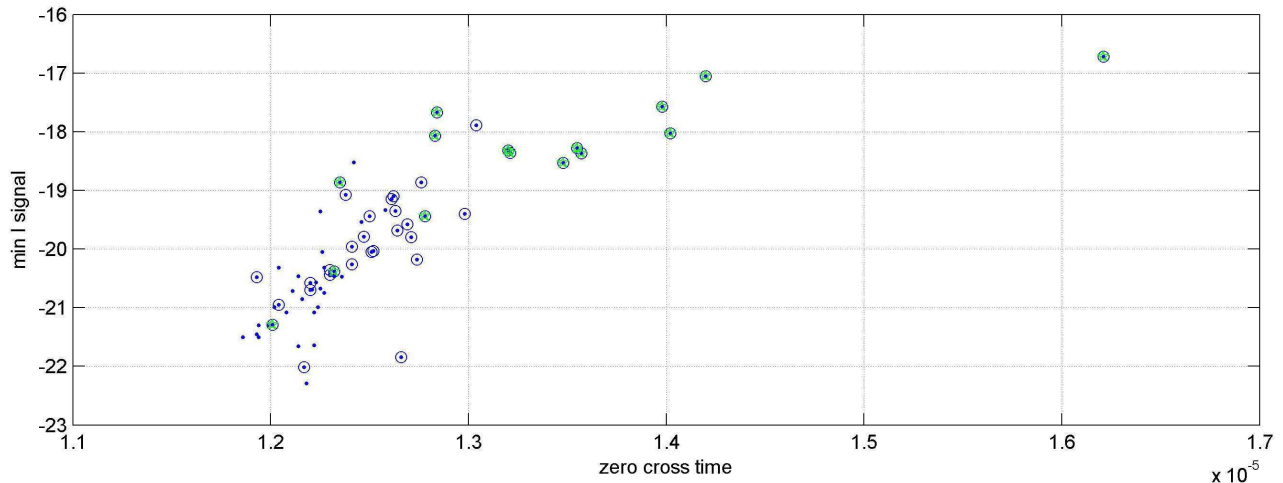
Si nota come l'istante di pinch non subisce variazioni notevoli nel range di pressioni utilizzato negli esperimenti della giornata in esame. E' anche interessante notare come gli istanti rilevati dall'algoritmo sono quasi tutti localizzati in un

intorno limitato anche quando l'altezza del V_{qf} non è eccessiva. La presenza di due punti outliers a circa $8\mu s$ giustifica la scelta della soglia di discriminazione $V_{qf} > 7.5\%$ adottata per identificare gli effettivi pinch.

Il grafico che segue mostra la storia degli spike di tensione sui segnali $V(t)$. Si nota come lo spike iniziale in questa giornata ed in generale è sempre maggiore del picco del pinch. Si nota anche la variabilità pseudo casuale dell'altezza dell'overvoltage iniziale.



Un'altra correlazione utile da osservare è quella fra l'istante di zero-cross indicativo del semiperiodo di oscillazione, quindi dell'induttanza e di conseguenza dello spostamento della guaina di plasma, con il minimo di corrente sui segnali $I(t)$. In generale si osserva una tendenza delle scariche con un buon pinch a dilatare il periodo di oscillazione oltre che a smorzare i valori di picco della corrente a dimostrazione del fatto che dopo il periodo di sconfinamento, la scarica viene spinta fino a richiudere il circuito sulle pareti della camera con un notevole aumento del volume della regione magnetica e quindi dell'induttanza offerta.

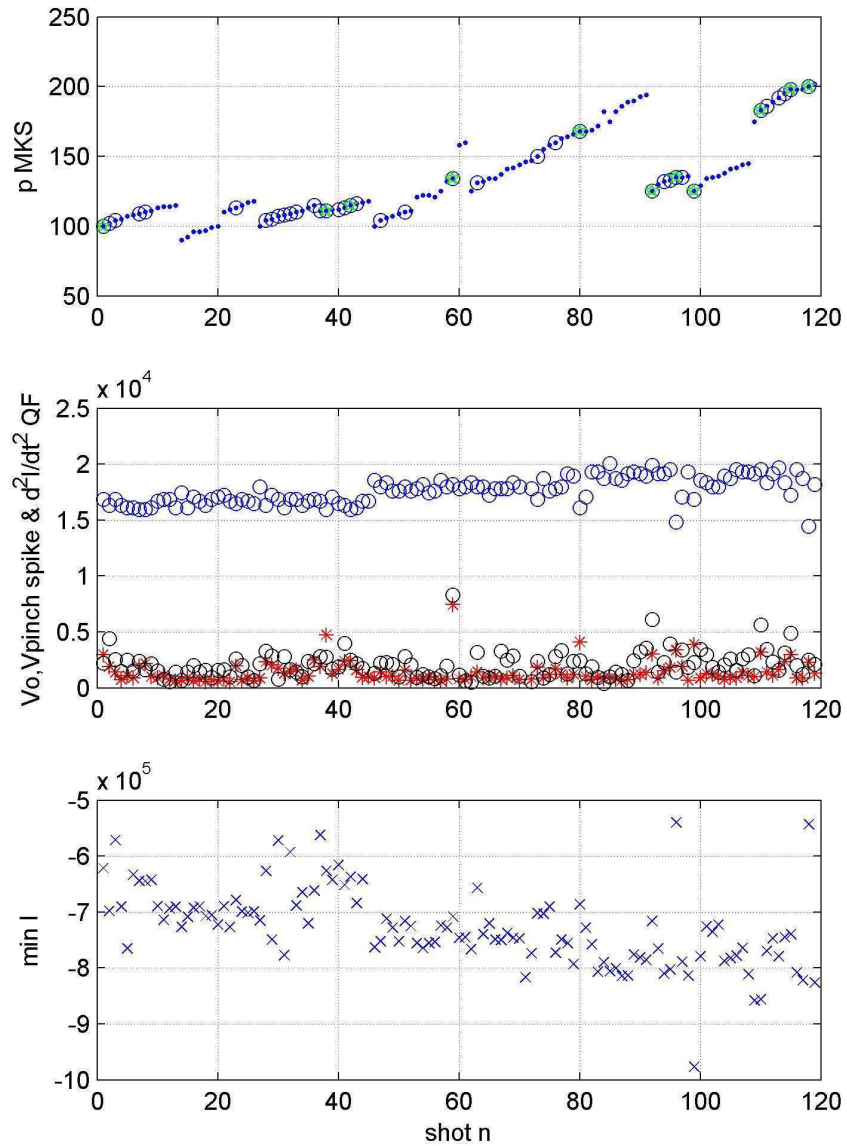


7-11 settembre 2007, He^4 , ceramica Al_2O_3

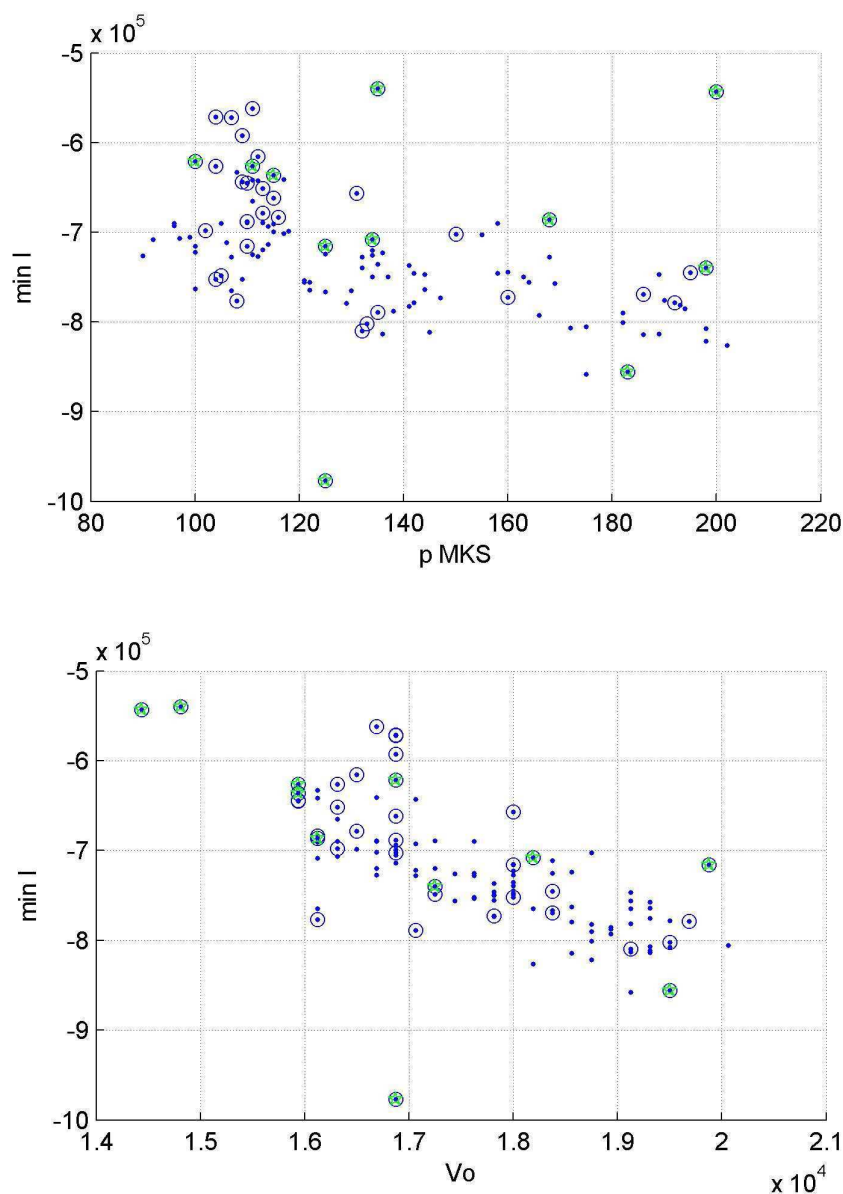
A questo punto si può passare ad analizzare dei campioni maggiormente significativi. I grafici che seguono riportano i dati cumulati da tre giornate di esperimenti effettuati il 7, 10 e 11 settembre 2007 in He^4 con isolante ceramico in Al_2O_3 . Si nota che la frequenza dei pinch è molto ridotta ed il verificarsi dell'evento è piuttosto casuale e rarefatto. Il range di pressioni utilizzato è piuttosto limitato ed i valori sono anch'essi ridotti rispetto ai parametri operativi progettuali.

Un altro aspetto peculiare del funzionamento della macchina che si è osservato è l'aumento della pressione del gas con il procedere delle scariche. Si interpretino infatti gli aumenti di tipo continuo, che si deducono dal primo grafico, come aumenti 'natural' della pressione del gas da una scarica alla successiva, imputabili più a fenomeni di degassaggio dalle

pareti incentivati dall'esposizione al plasma più che ad effetti termici sul gas, mentre i salti netti sono dovuti a svuotamenti e successivi riempimenti della camera a pressioni diverse.



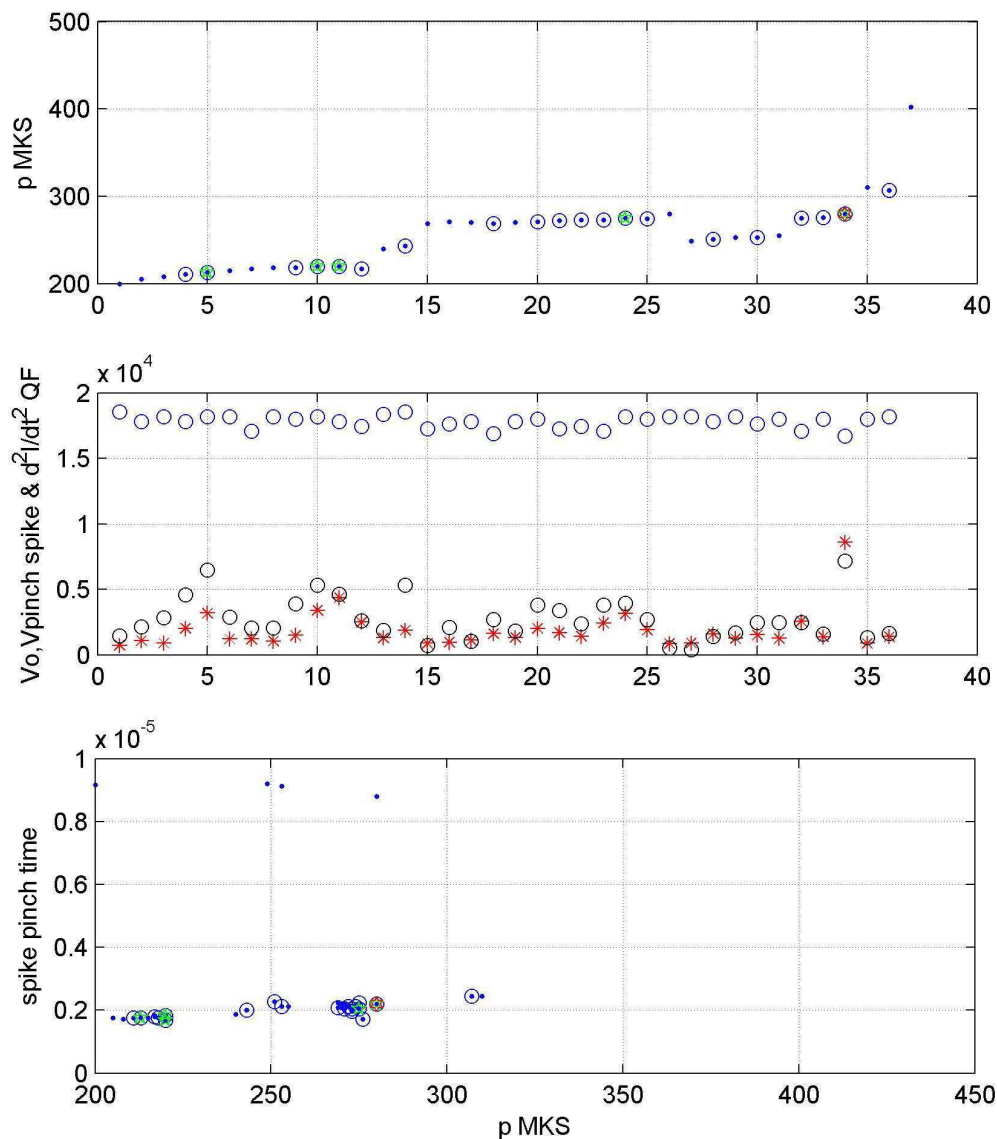
Un altro aspetto che pare emergere dai grafici della prossima figura è la dipendenza del minimo di corrente dalla pressione e dalla tensione di scarica V_o . Mentre è intuitivo che, per scariche non perturbate dal pinch, il minimo di corrente aumenti in valore assoluto con l'aumentare della tensione, la spiegazione della dipendenza dalla pressione si può ricercare in termini di inerzia della massa del gas che appunto aumenta con la pressione; di conseguenza il movimento della guaina è limitato e l'induttanza del circuito è minore da cui si ha l'aumento del valore assoluto dell'onda corrente.



12 settembre 2007, He^3 , ceramica Al_2O_3

Il giorno successivo, 12 Settembre si sono provate le prime scariche utilizzando He^3 per il riempimento. Come riportato nel riquadro di inizio paragrafo l'isolante ceramico è esploso all'ultima scarica del 12. I tre grafici successivi si riferiscono a tale giornata di prove. Rispetto ai giorni prima si osserva un aumento graduale della pressione meno marcato ed una presenza maggiore di pinch grazie ad un progressivo miglioramento delle condizioni della camera per via della maggiore pulizia delle pareti e la crescente metallizzazione dell'isolante.

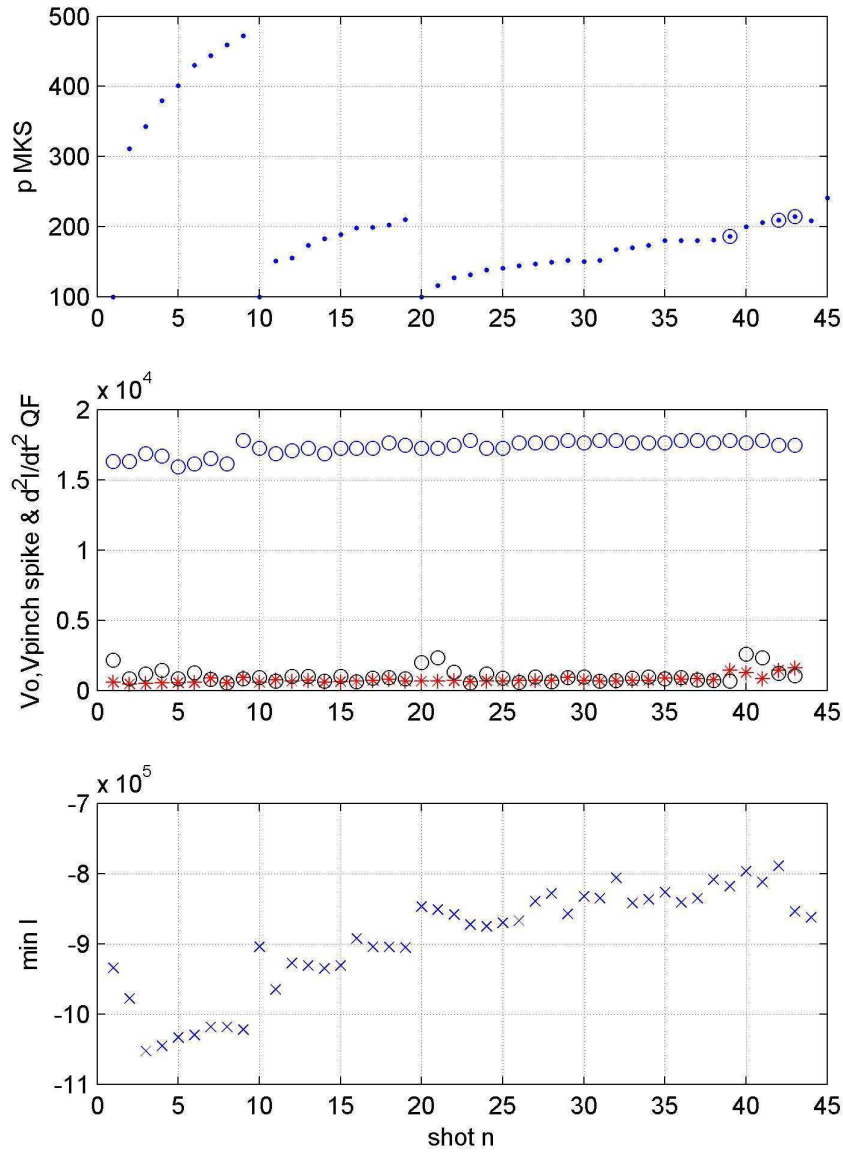
Un altro fenomeno con cui ci si è imbattuti in questa occasione è stato il notevole aumento di pressione che si verifica in seguito alla rottura della ceramica come mostrato dall'ultimo punto del grafico della storia delle pressioni, a cui infatti non corrispondono altri dati sui grafici sottostanti. L'aumento è imputabile al rilascio dei gas intrappolati nella matrice ceramica che fuoriescono alla frattura.



17 settembre, He^4 , ceramica Al_2O_3

Il 17 settembre si è provveduto a montare il nuovo isolante ceramico analogo in composizione e manifattura al precedente. Il grafico della storia delle pressioni conferma le considerazioni fin qui svolte riguardo al condizionamento della camera ed al rilascio di gas adsorbiti che contaminano la purezza del plasma e abbattano la probabilità di ottenere il pinch. In particolare si noti come l'incremento di pressione tende a diminuire, via via che la camera si pulisce grazie alle scariche. E' anche particolare l'effetto che le condizioni della camera dopo un periodo di apertura riflettono sull'andamento del picco di corrente.

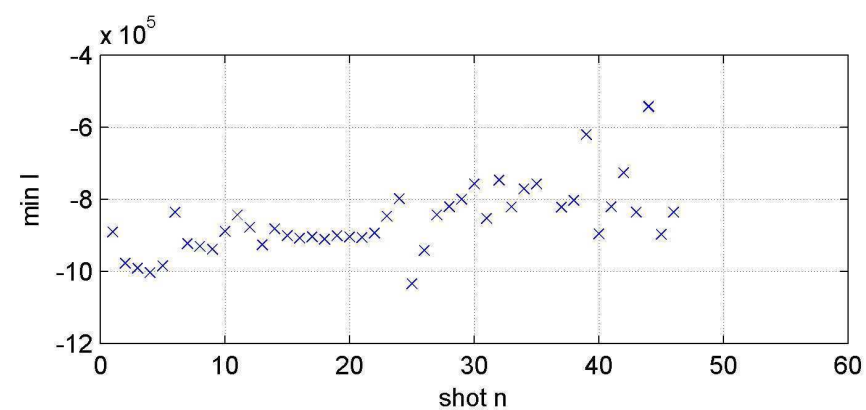
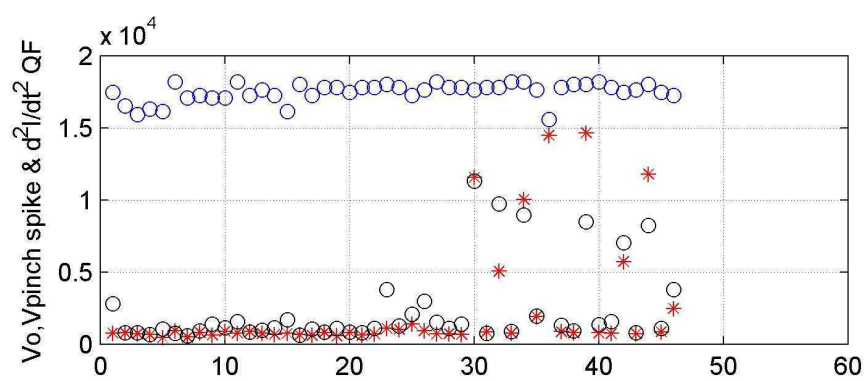
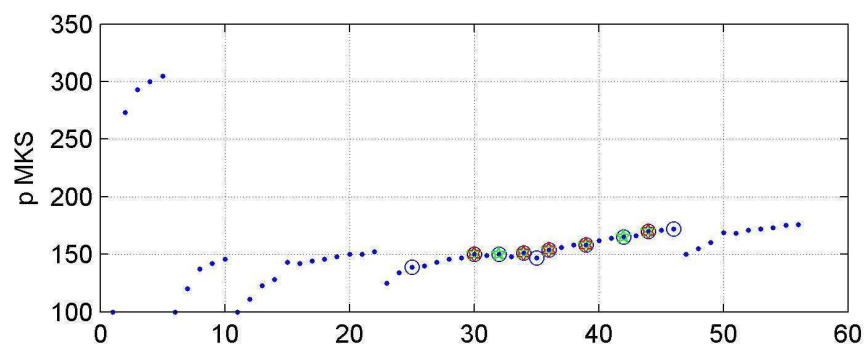
Sfortunatamente il nuovo isolante ha retto un solo giorno per un totale di 45 scariche come già preannunciato all'inizio del paragrafo.

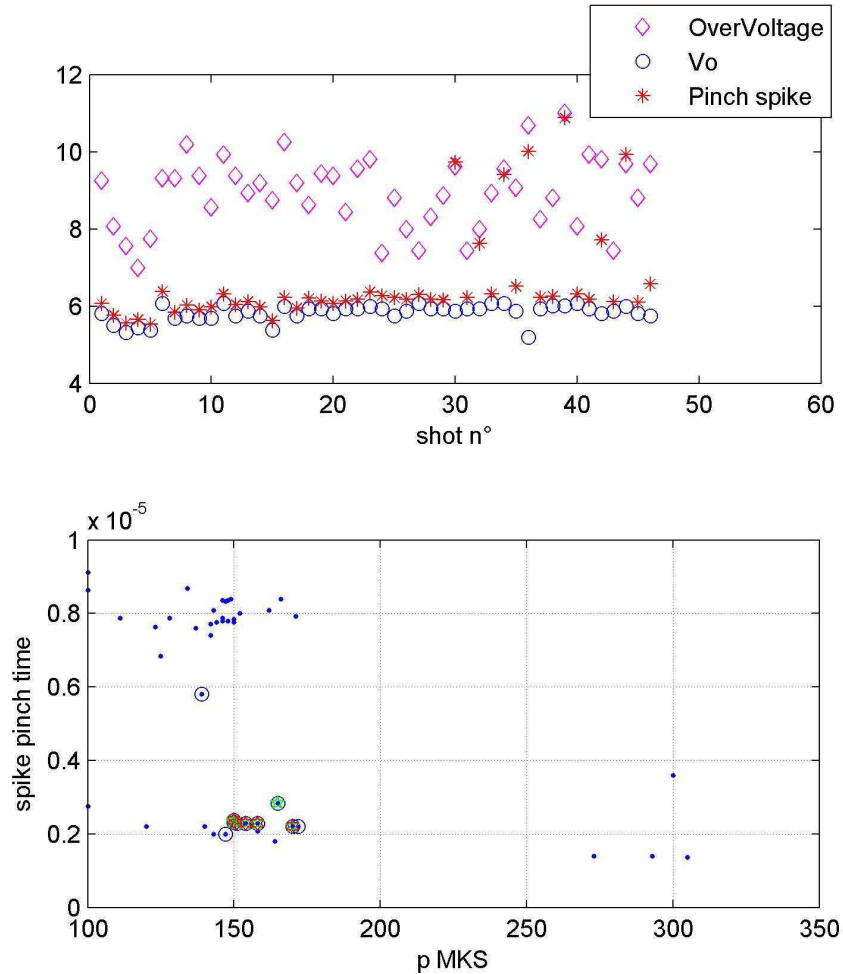


18 settembre, He^4 , Pyrex

In maniera previdente si era provveduto a realizzare un nuovo isolante, stavolta in Pyrex, che, essendo già stato assemblato giorni prima al supporto, è stato montato il giorno seguente alla rottura dopo la rimozione dei frammenti e la pulizia della camera da vuoto.

La novità rispetto agli esperimenti precedenti è la precocità della comparsa del pinch rispetto a tutte le configurazioni precedenti. Il gas di riempimento era He^4 . Inoltre l'altezza degli spike di tensione derivanti è risultata maggiore della media delle osservazioni precedenti, addirittura maggiore dello spike di Overvoltage iniziale.

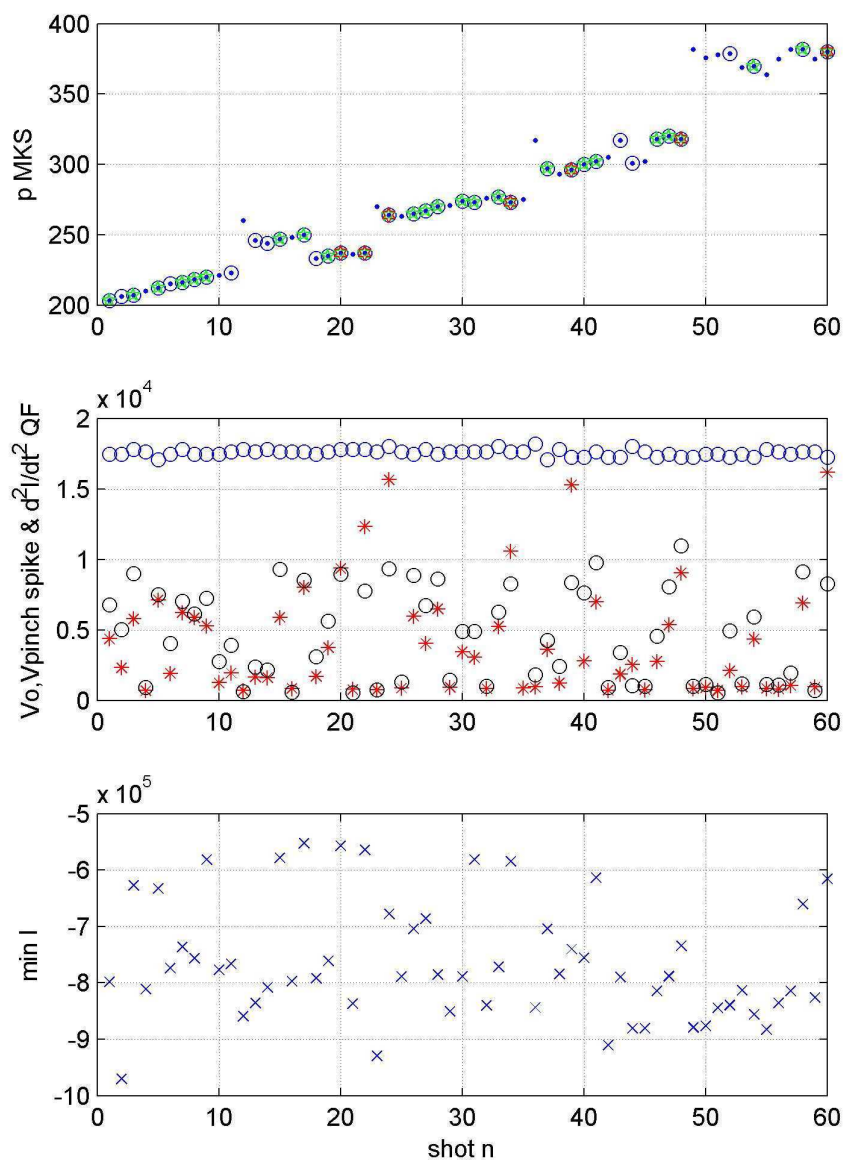




20 settembre 2007, $\text{He}^3 + \text{O}_2/\text{N}_2$, Pyrex

Sull'onda entusiastica dei risultati dopo due giorni si è voluto provare a realizzare le reazioni agognate per la produzione di radioisotopi riempiendo la camera con He^3 additivando con tracce di O_2 e/o N_2 in rapporto di circa 100:1. La frequenza dei pinch è risultata sempre maggiore anche se un successiva analisi dell'andamento delle pressioni ha evidenziato un aspetto tanto inatteso quanto negativo. Il grafico dell'andamento delle pressioni mostra chiaramente che quando si opera l'immissione di gas pesante O_2 o N_2 , il pinch sistematicamente si spegne, contrariamente all'andamento finora osservato la pressione diminuisce nelle successive scariche, il pinch ricompare solo quando la pressione si è riportata ai valori precedenti all'immissione dell'additivo.

Come poi è stato anche confermato dall'osservazione con un analizzatore di gas residui utilizzato come spettrometro di massa, sia l'azoto ed ancor di più l'ossigeno sono soggetti a sparire dalla camera da vuoto in seguito alle scariche. L'ipotesi più plausibile è sembrata essere la possibile interazione degli elementi in esame con le pareti della camera, a causa dell'elevata reattività chimica di questi, a differenza dell'elio, nobile e inerte, maggiormente incentivata dagli effetti elettrici e di ionizzazione. Inoltre l'osservazione degli spettri di emissione γ rilevati con il detector in dotazione al laboratorio, posizionato a breve distanza dalla camera da vuoto, non ha denunciato la presenza del picco a 511keV che si sarebbe dovuto generare in seguito alla generazione degli isotopi F^{18} o O^{15} , che con tale presenza di pinch avrebbe dovuto manifestarsi.



Ad ogni modo, a fine giornata è esploso il pyrex a smorzare ulteriormente l'onda entusiastica di cui sopra.

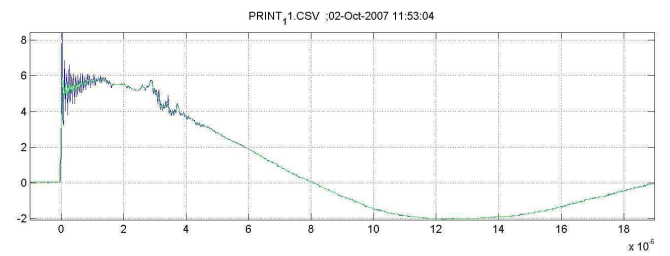
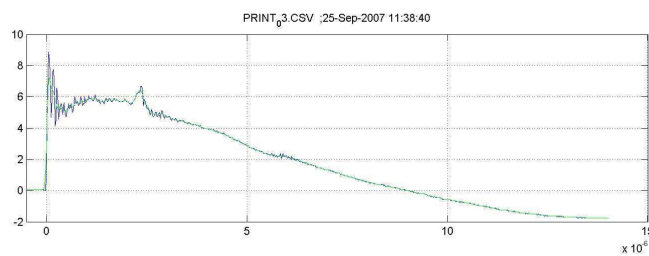
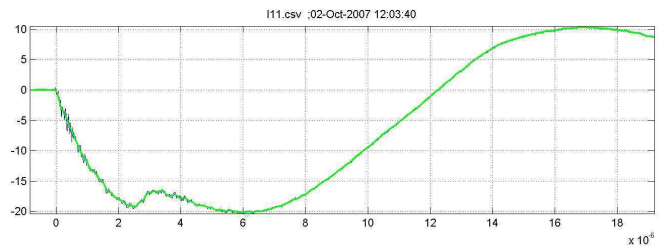
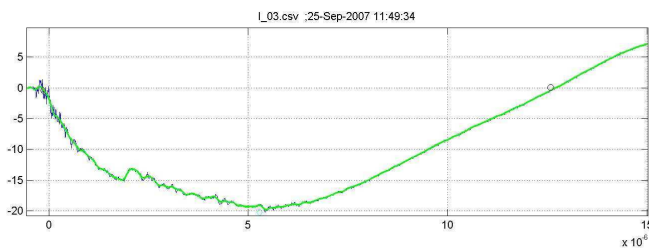
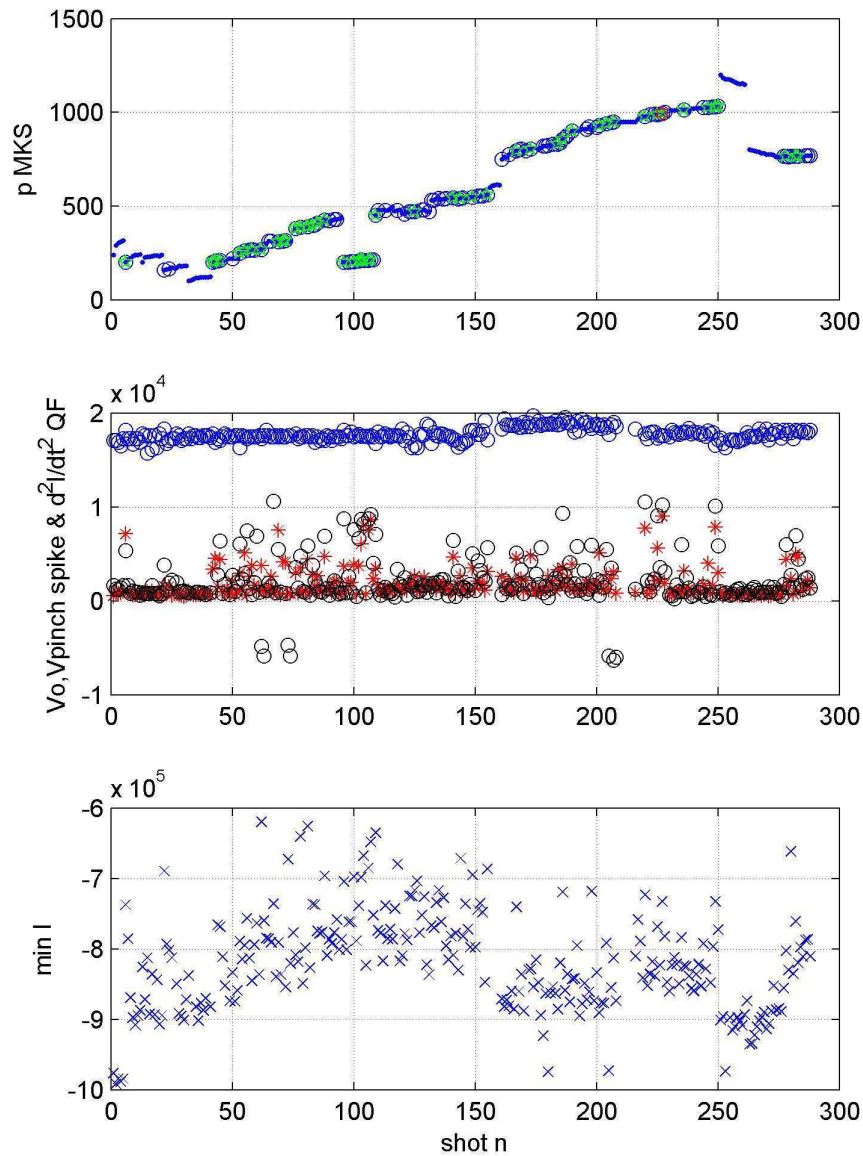
24 settembre – 2 ottobre, He^4 , Pyrex

Il nuovo pyrex è stato montato il 24 settembre dopo aver rivolto particolare cura alla procedura di incollaggio. La soluzione adottata prevedeva l'assemblaggio su un supporto di PVC con collante Araldite, meno viscosa del TorrSeal, e con un'aderenza apparentemente migliore su entrambi le superfici rispetto alle soluzioni finora adottate.

Il nuovo isolante ha retto per diverse giornate di esperimenti scaricando in He^4 . I prossimi dati sono infatti relativi a 5 giornate differenti, 24, 25 e 26 settembre, 1 e 2 ottobre 2007.

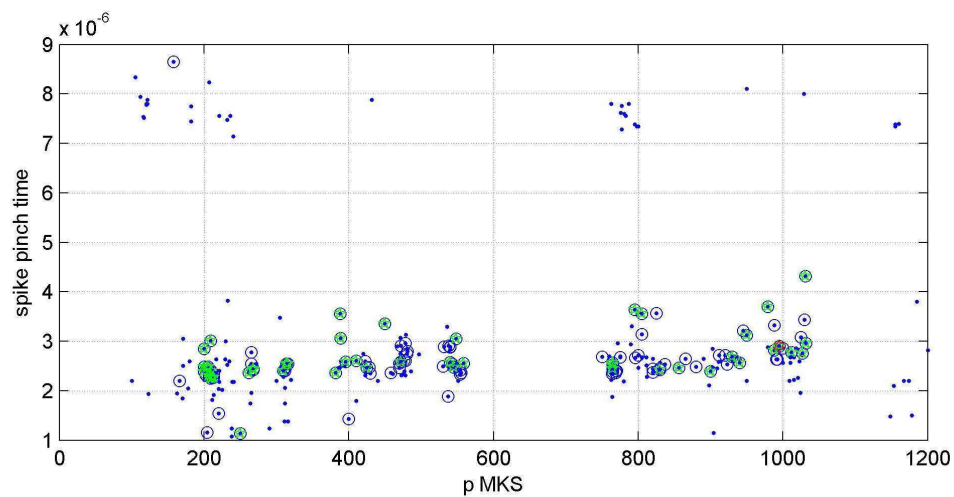
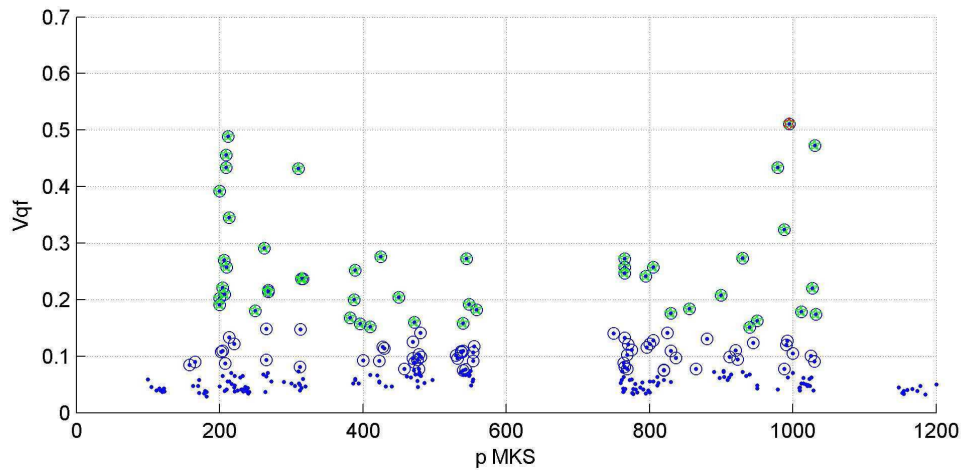
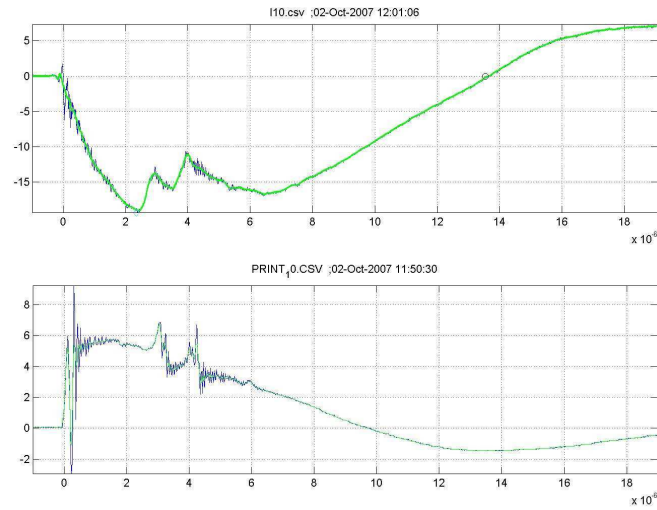
I primi pinch si sono presentati con una buona frequenza dopo circa 50 colpi ed hanno mantenuto una discreta frequenza di apparizione anche spingendosi in su con le pressioni di riempimento toccando per la prima volta valori dell'ordine dei 10 mbar. I valori degli spike di tensione ottenuti non sono mai stati comunque eccessivi raggiungendo al più quality factor del 50% curiosamente agli estremi del range di pressione utilizzato. Anche l'istante di pinch non si è spostato notevolmente con l'aumento di pressione pur mantenendo come un certo trend ascendente. Con un'analisi più

accurata delle singole forme d'onda si può notare come lo spostamento del pinch quasi non sia apprezzabile aumentando la pressione di 7-8 mbar.

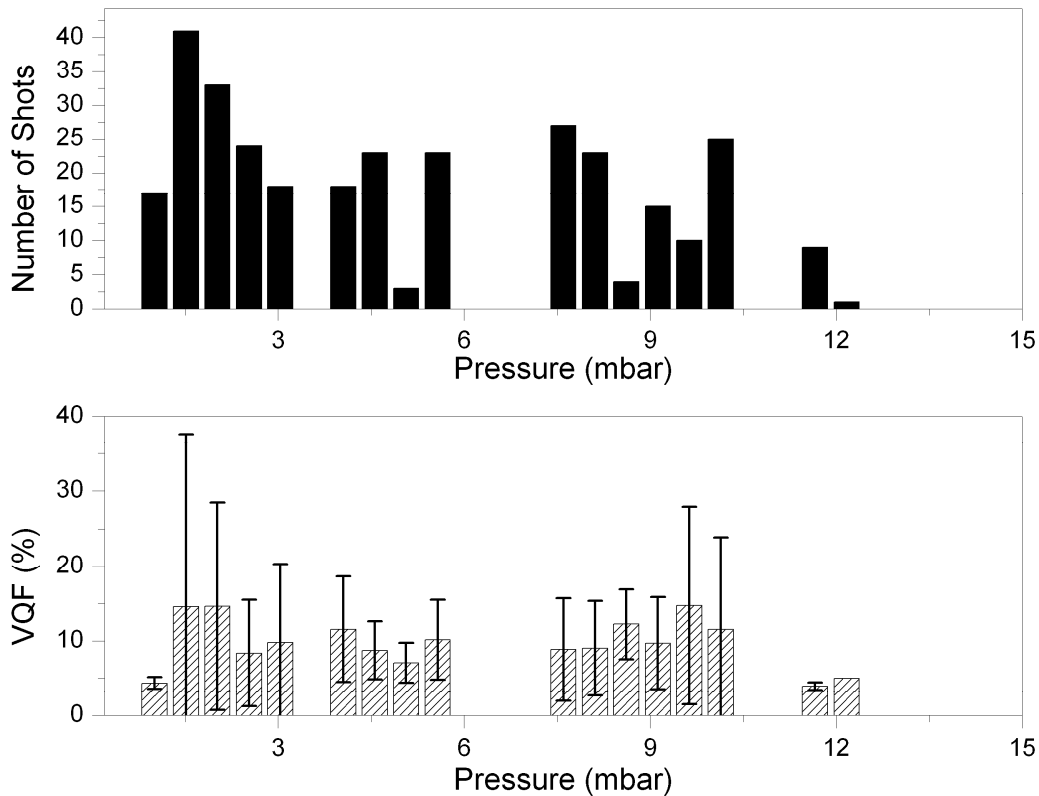


La prima delle figure si riferisce ad una scarica a $p=200\text{Pa}$, la seconda a $p=1000\text{Pa}$.

Spesso si sono verificati fenomeni di pinch multipli come nel caso sottostante, che sono la causa di possibili rilevazioni falsate nel grafico che correla l'istante di pinch con la pressione. Qualora sia il secondo ad essere rilevato il punto riportato risulta più ritardato rispetto alla media.



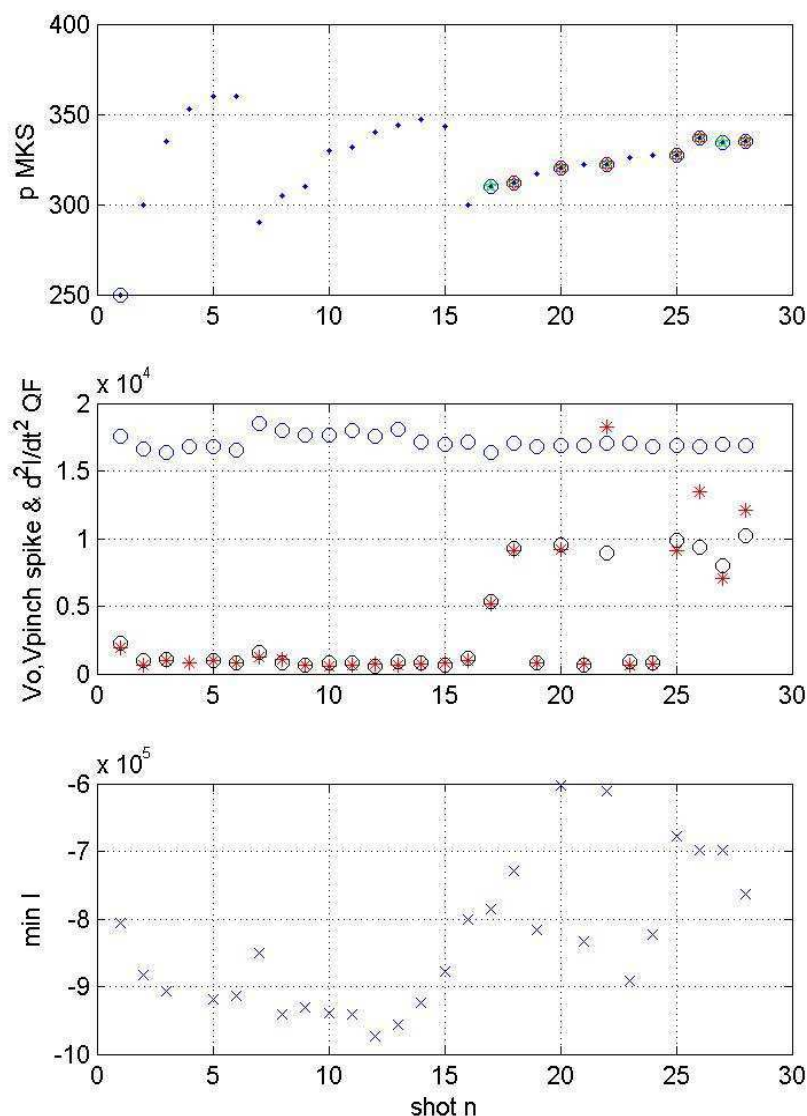
Il campione di scariche è sufficientemente significativo per produrre una distribuzione del fattore di qualità medio delle scariche relativamente alle pressioni utilizzate. Il primo dei grafici a barre seguenti rappresenta la distribuzione delle scariche in base alla pressione utilizzata, il secondo ne riporta il V_{qf} medio con le deviazioni standard. Si può notare sia come il V_{qf} non risulti molto elevato, sia come i range di pressioni intermedie fra 3 e 9 mbar sono quelli con una deviazione standard minore quindi con una stabilità maggiore del verificarsi dell'evento di pinch.



8-15 ottobre, He^4 , Pyrex, Knife Edge

L' 8 ottobre, a seguito della realizzazione del nuovo catodo con l'elemento di distorsione knife edge, il 4 dello stesso mese, si sono ripresi gli esperimenti, sempre in He^4 , nella nuova configurazione. Si è subito notata la comparsa di una buona frequenza di pinch già dopo 15 scariche, con associato anche un miglioramento del V_{qf} . Al solito le prime scariche hanno prodotto un aumento notevole di pressione a causa del rilascio dei gas adsorbiti dalle pareti durante il periodo di apertura della camera per le operazioni di montaggio.

Ad ogni modo la novità più importante che è derivata dall'adozione del nuovo elettrodo è stata la fine degli eventi di rottura dell'isolante che non ha più riportato danneggiamenti sostenendo ad oggi oltre 1000 scariche. L'elemento knife edge funziona infatti da driver per il breakdown iniziale, imponendone la formazione localizzata per aumento del campo elettrico a causa dell'effetto punta. In tal modo sia si riduce il campo elettrico a cui è sottoposto l'isolante per la creazione dello strato conduttivo che abbatta la differenza di potenziale fra i due elettrodi, sia si allontana la posizione di generazione della prima guaina di plasma dal ridosso della superficie dell'isolante scaricandola degli effetti di stress termici derivanti.



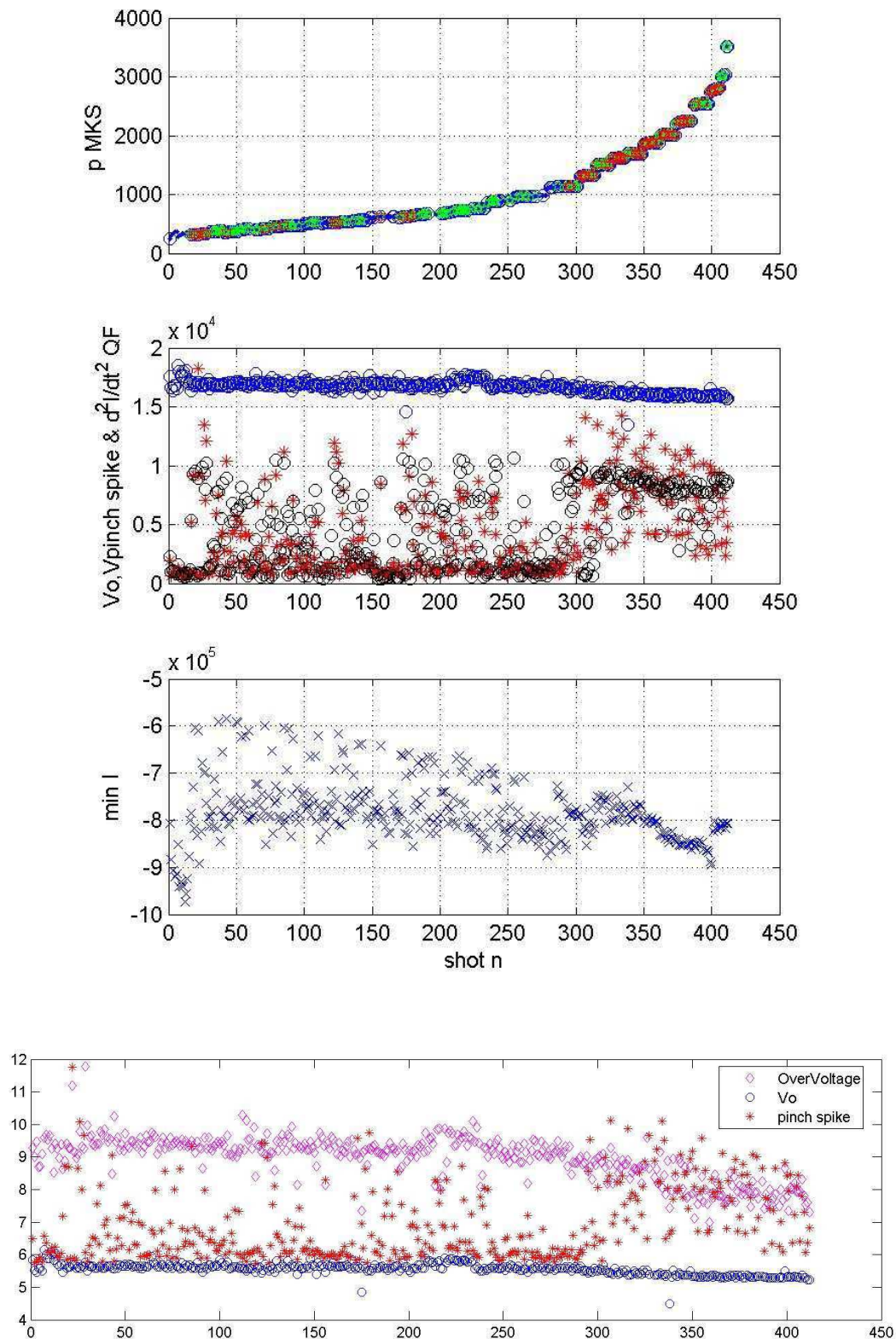
Fra l'8 ed il 15 ottobre si è quindi affrontata un'intensa campagna sperimentale che ha confermato ottimisticamente le performance della nuova configurazione. Si sono prodotte in quei giorni oltre 400 scariche in He⁴ raggiungendo livelli di pressione superiori ai 30mbar, ottenendo sempre una notevole frequenza di pinch con altezze dello spike di tensione notevoli mostrando addirittura una tendenza a stabilizzarsi alle pressioni maggiori, più elevate perfino dei 12-13 mbar progettuali. Tuttavia, sebbene ancora presente, l'altezza dello spike ha mostrato una diminuzione a $p > 25$ mbar, anche se le scariche effettuate a tali pressioni non sono in numero elevato da giustificare statisticamente queste affermazione.

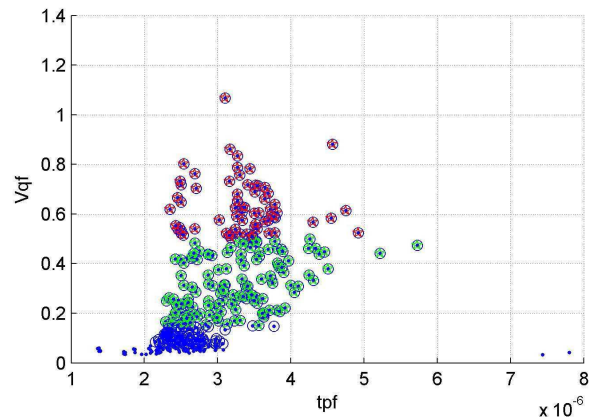
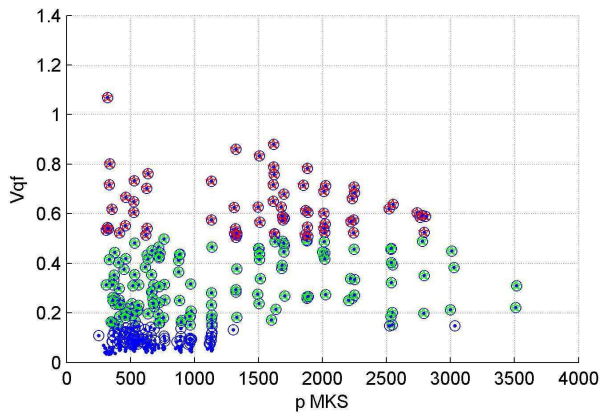
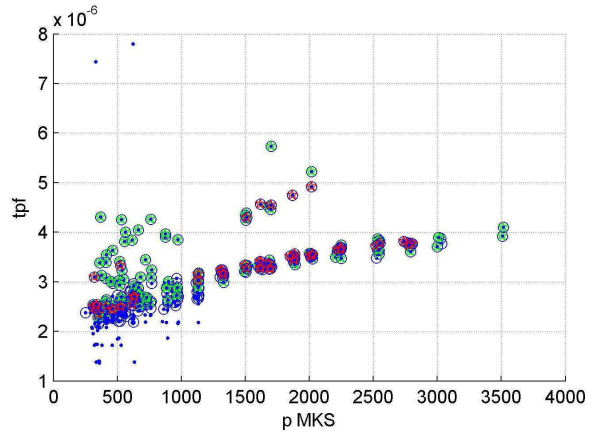
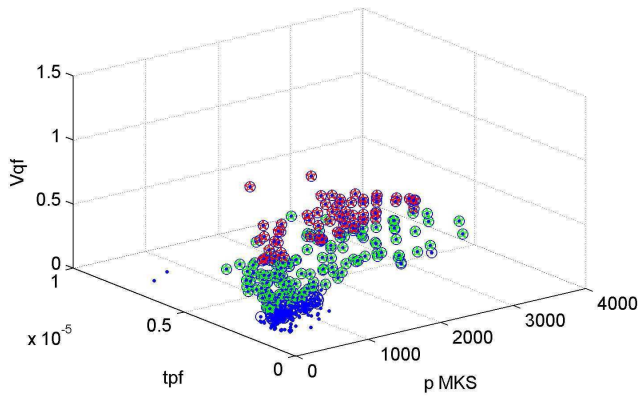
Si è anche mostrata una tendenza dell'overvoltage iniziale a ridursi con l'aumento di pressione.

Con un range di pressioni così ampio appare più chiara e finalmente ben definita la relazione fra pressione di riempimento e tempo di raggiungimento del pinch. Si potrebbe anche pensare che rispetto alle configurazioni precedenti, la presenza dello knife edge garantisce un processo di breakdown maggiormente deterministico producendo una maggiore ripetibilità del fenomeno di scarica nella fase iniziale, che rende quindi più apprezzabile la differenza della durata del rundown supponendo che il tempo totale fino al pinch sia meno influenzato da differenze nella formazione della guaina iniziale.

Un altro aspetto che risalta è la tendenza della tensione media trasmessa V_o a ridursi con la pressione sebbene la tensione di carica non abbia subito variazioni di settaggio, mantenendo valori fra 18 e 19 kV. Per contro i valori del

picco minimo di corrente sembrano maggiormente influenzati dalla variazione di pressione mantenendo invece una distribuzione che sembra avere un carattere randomico nei confronti della tensione V_o .

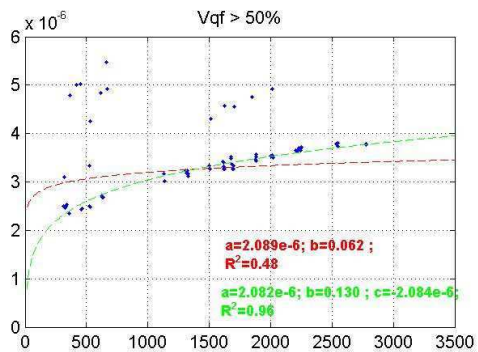
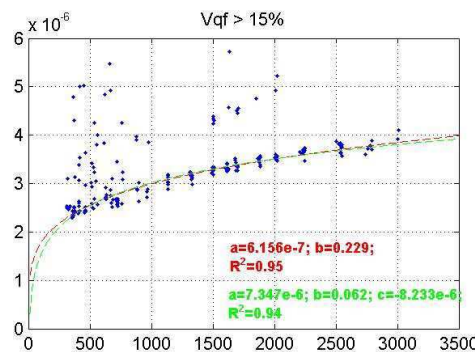
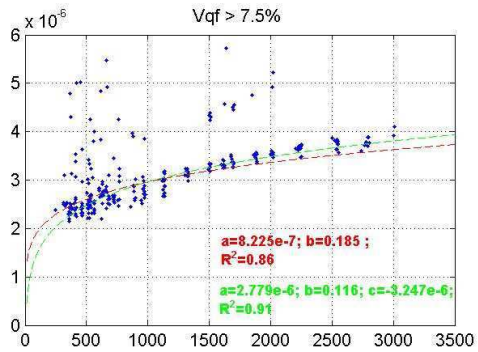
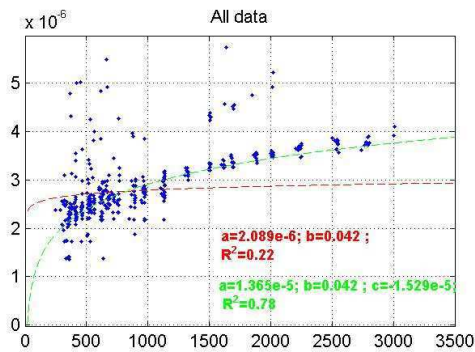




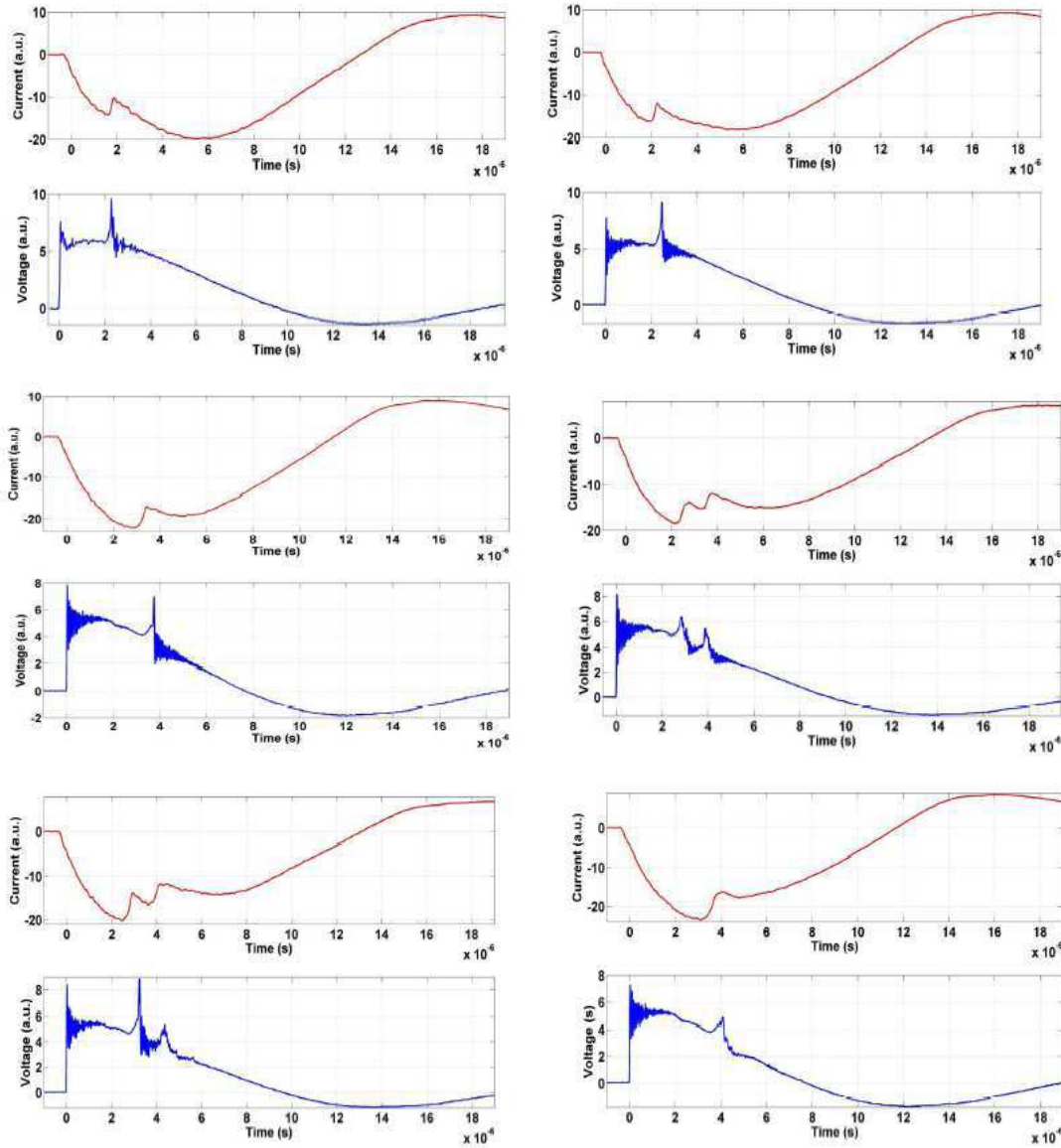
tp(p)
time to pinch [s] vs
pressure [Pa=(MKS)]
Data from He₁ shots
blue pts :
experimental

red curves :
 $t(p)=a p^b$
model fitted to data

green curves :
 $t(p)=a p^b + c$
model fitted to data

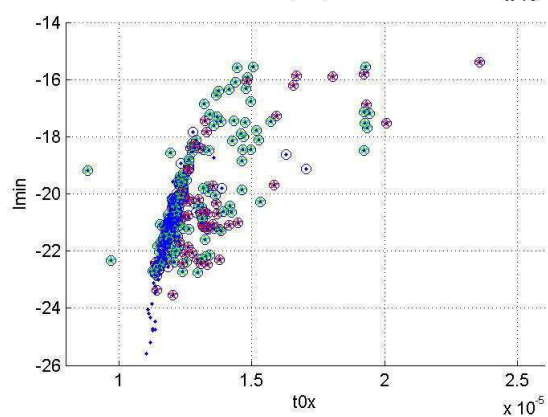
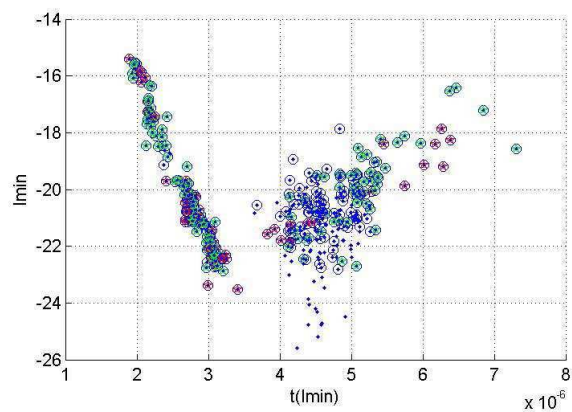
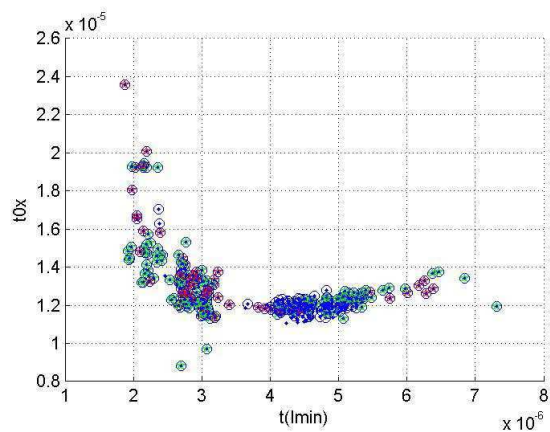
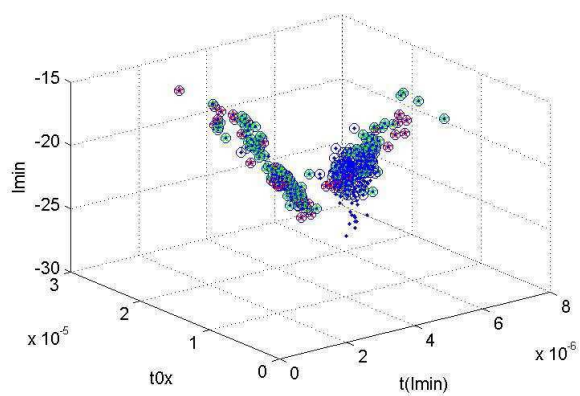
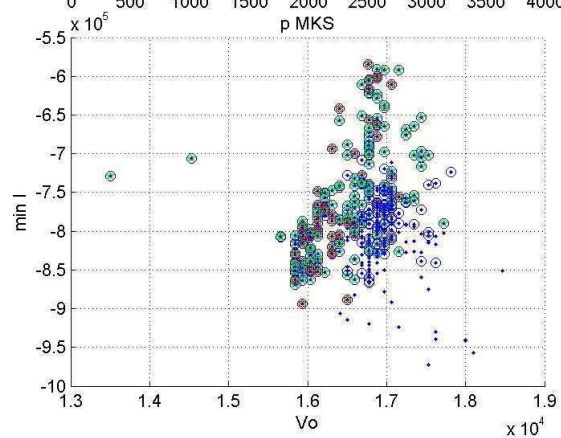
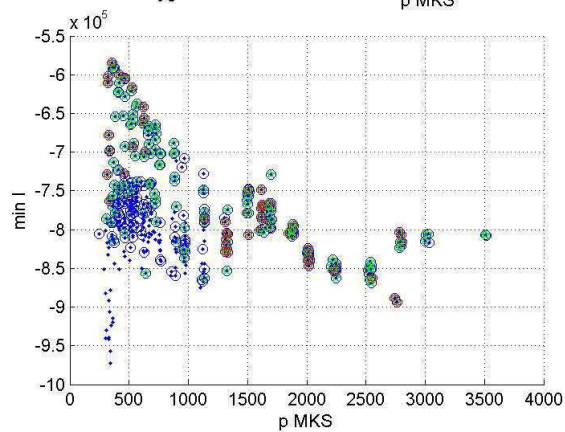
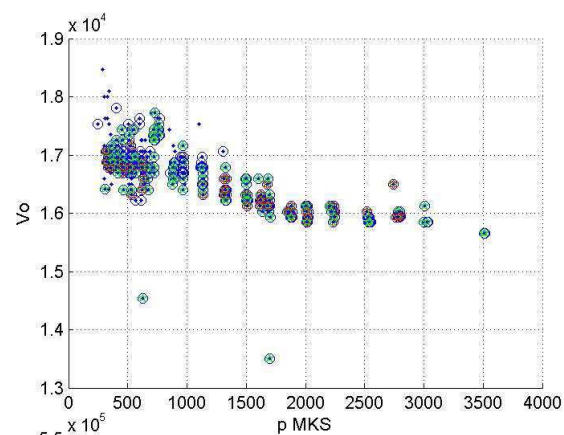
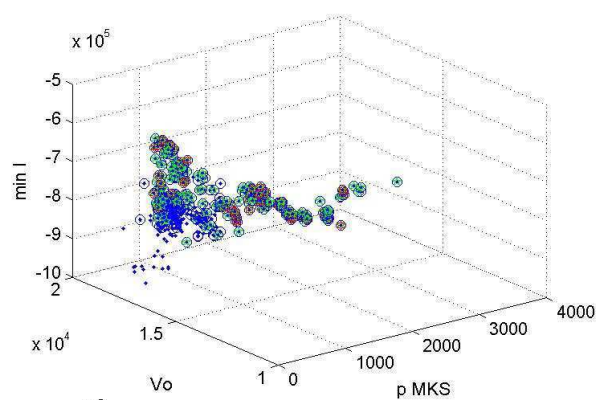


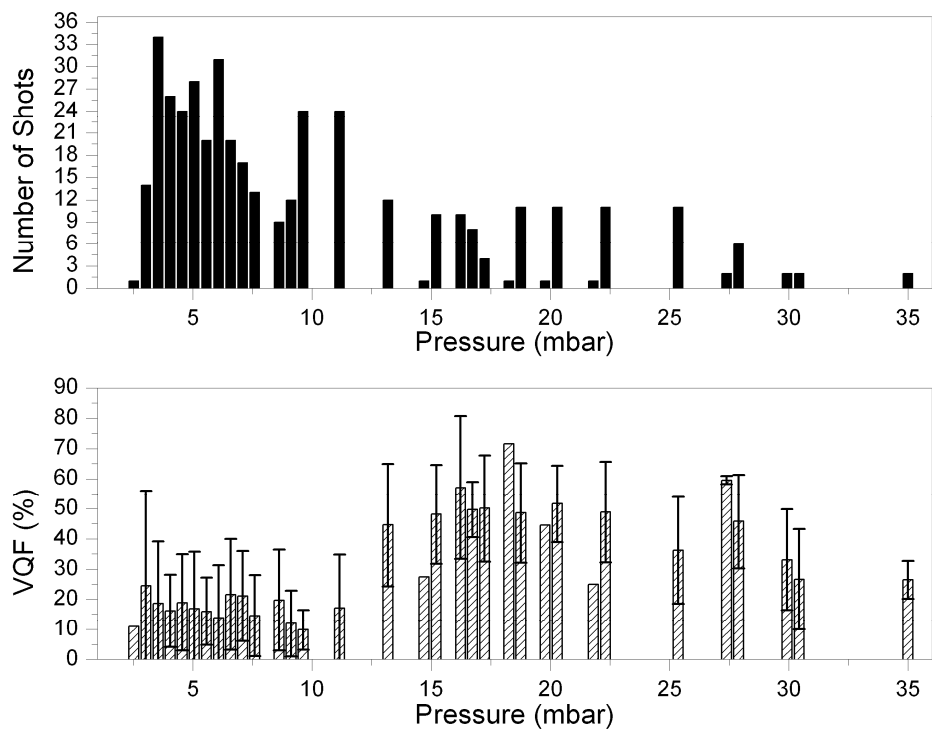
La distribuzione degli istanti di pinch dimostra un carattere che ben si presta al fitting con funzioni che dipendono da potenze di p pur essendo suscettibili alla selezione dei dati, come dimostrano le figure soprastanti.



La serie di forme d'onda si riferiscono rispettivamente ai valori di pressione $p = [1, 3.8, 7, 11, 18, 25.5]$ Torr.

La serie successiva di grafici mostra la distribuzione dell'istante di minimo di corrente t_{Imin} , dell'istante di zero crossing t_{0x} e del minimo di corrente I_{min} . Si nota come le coordinate del minimo di corrente (t_{Imin} , I_{min}) sono estremamente regolari quando il minimo capita sulla prima rampa dell'onda di corrente indipendentemente dall'apparire del pinch. Quando invece tale minimo è successivo al primo quarto di onda può essere influenzato o meno dall'energia dissipata nel pinch che si riflette sulla corrente che si può ristabilire nel plasma. La stessa deviazione dalla regolarità causata dai fenomeni di pinch si può riscontrare anche nel grafico t_{0x} , I_{min} come si era già notato precedentemente nel paragrafo. Di seguito si riporta la distribuzione dei V_{qf} sulle pressioni di scarica utilizzate. Si nota subito come i pinch hanno una maggiore frequenza di comparsa ed anche dei valori medi dello spike di tensione maggiori rispetto alla configurazione senza knife edge. Sebbene le scariche prodotte siano in numero minore alle pressioni più elevate, pressioni maggiori sembrano produrre i risultati più fruttiferi.

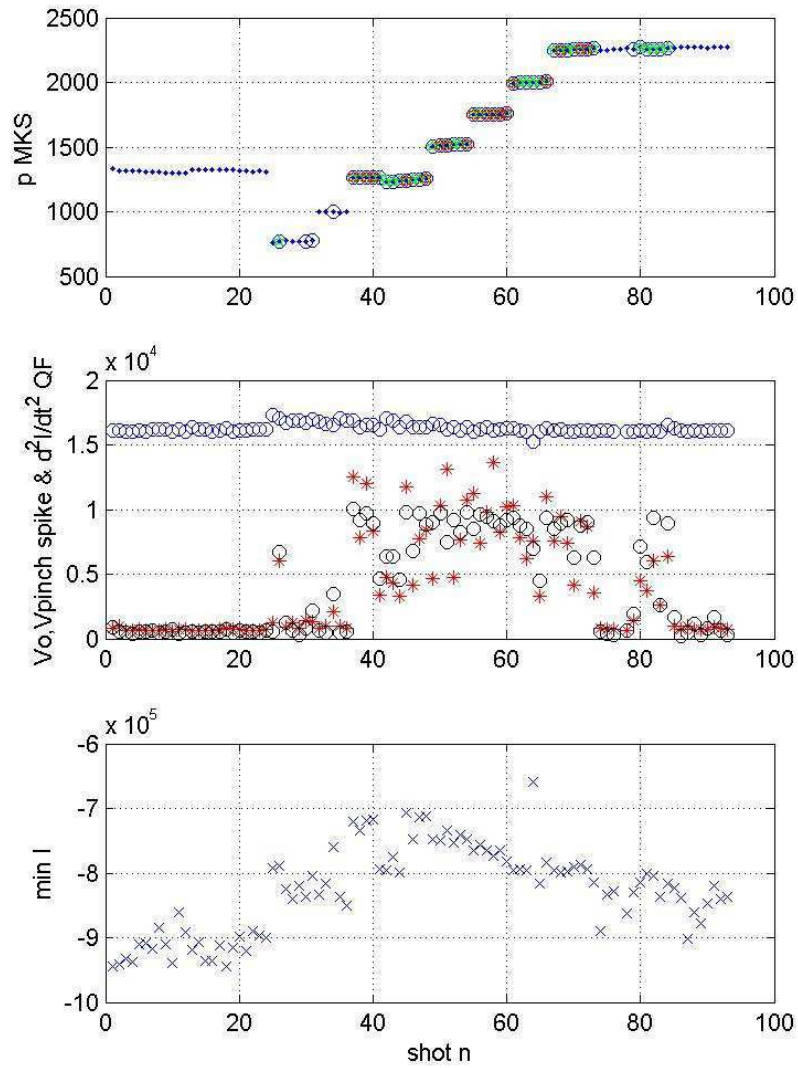




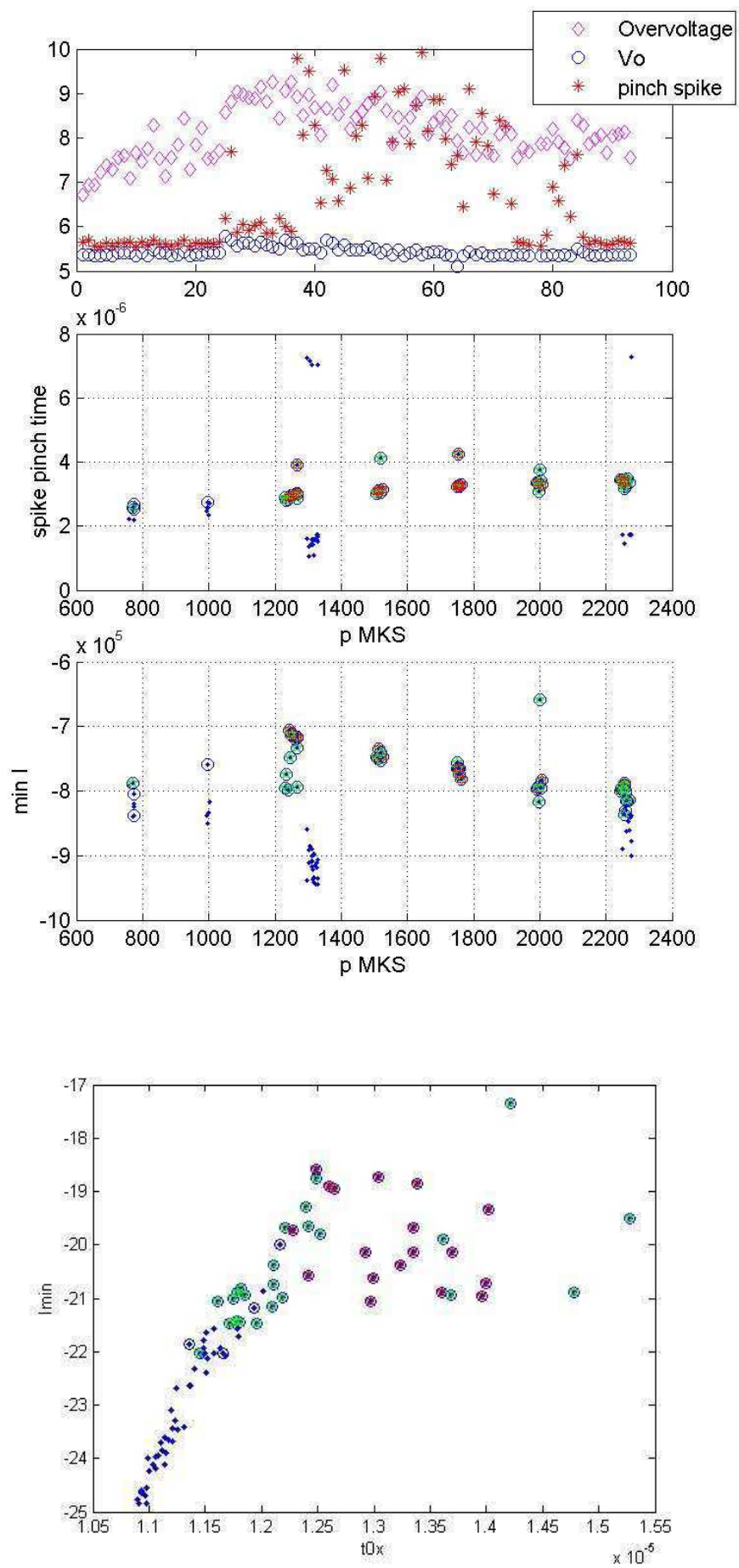
16 ottobre, He3 + N2, Pyrex, Knife Edge

Il 16 settembre si è voluta ritentare la strada della produzione di radioisotopi utilizzando la miscela $\text{He}^3 + \text{N}_2$ inizialmente in rapporto di circa 10:1 in pressione, con riempimento iniziale a poco più di 13 mbar. Purtroppo anche questa volta i risultati non sono stati quelli sperati.

Si nota come per le prime 24 scariche il pinch non appare mai finchè si ha presenza in camera di N_2 . Successivamente si è svuotata la camera reimmettendo poi solo He^3 a pressione inferiore di circa 7.5 mbar. I pinch sono presto ricomparsi ripetendosi sistematicamente anche dopo i successivi reintegri di He^3 che hanno portato la pressione fino a 22 mbar. Gli istanti dell'evento si sono presentati secondo una dipendenza ben marcata dalla pressione. Quando però si è provato a reinserire del N_2 il fenomeno è di nuovo scomparso.

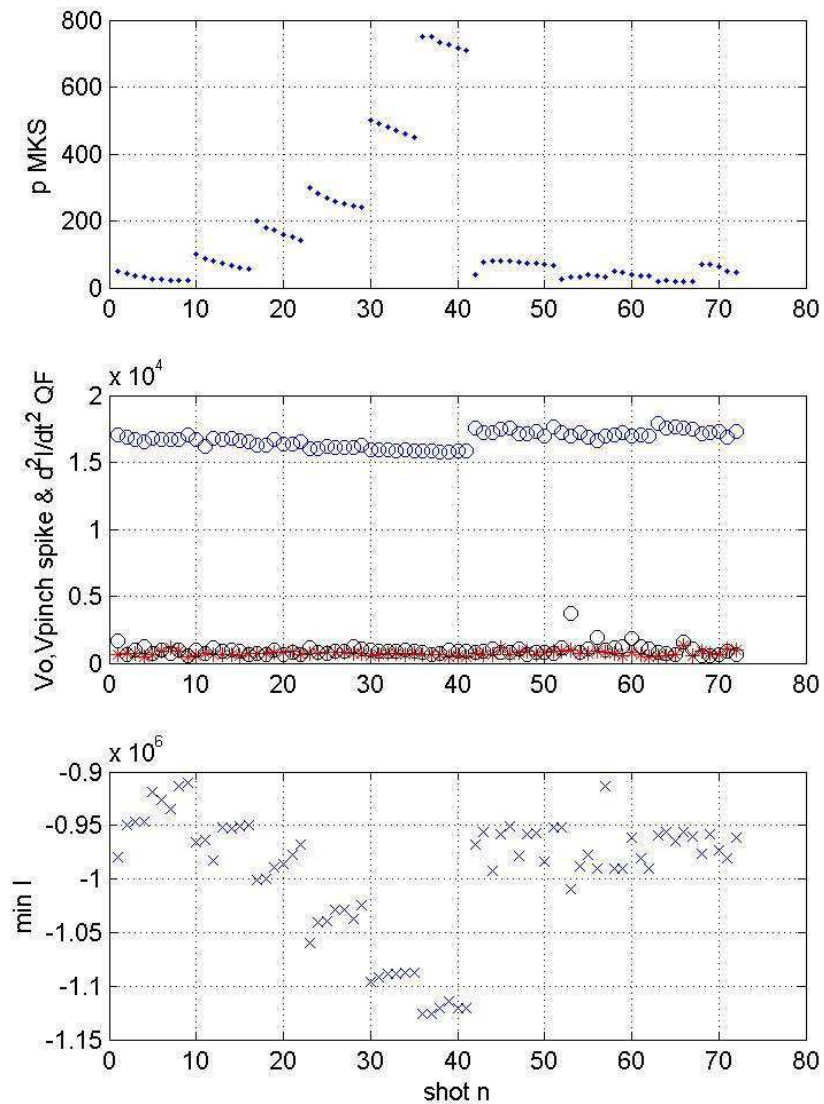


Altri aspetti particolari di questi esperimenti sono la particolare dipendenza dell'Overvoltage dalla presenza di N_2 che sembra ridurne l'entità. La presenza di N_2 si riflette anche sull'andamento del minimo di corrente che aumenta con mancanza del pinch e probabilmente anche a causa di un minore spostamento della guaina.

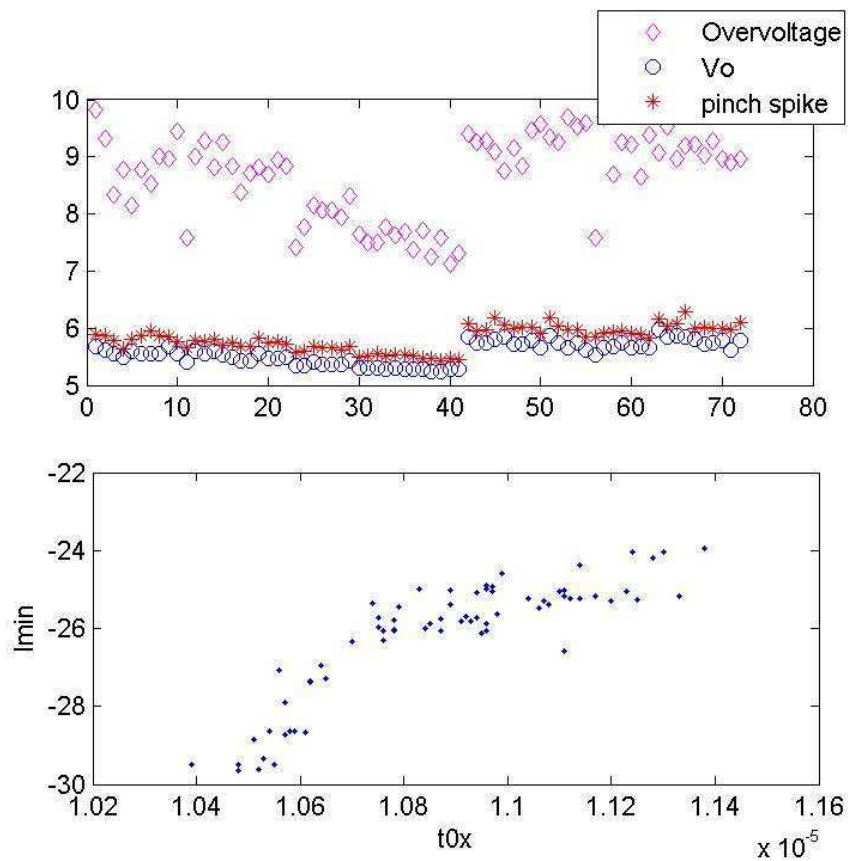


17-18 ottobre, N2, Pyrex, Knife Edge

Nei due giorni successivi si è allora voluto tentare un approccio diverso, quello cioè di lavorare in azoto puro per ricercare la presenza di un pinch variando la pressione in un ampio range.



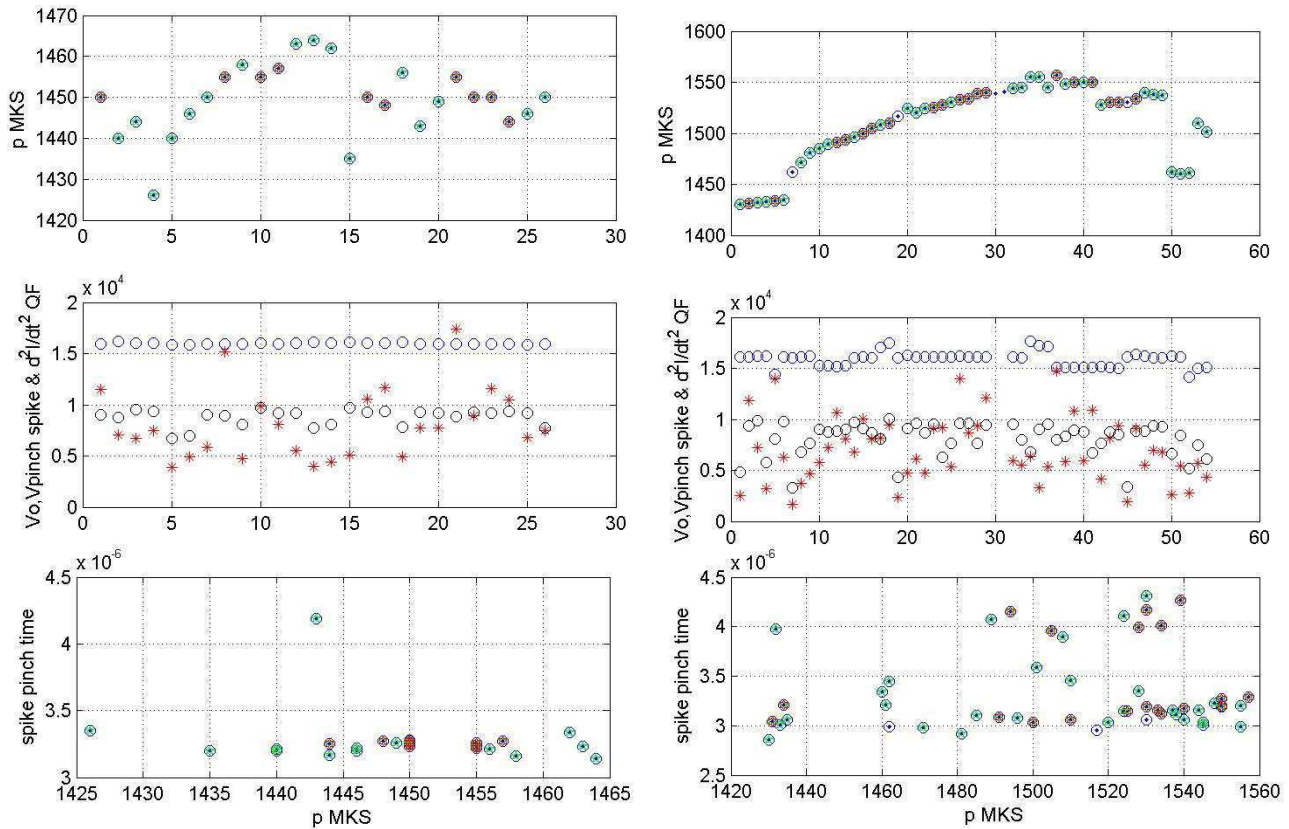
Si nota che dopo ogni reintegro di gas la pressione mantiene il trend discendente imputabile alle reazioni chimiche tra l'azoto ed i materiali strutturali. E' ben chiaro anche come l'entità del picco di corrente è strettamente correlato con la pressione del gas, così come è evidente per il picco di tensione iniziale. L'analisi dell'istante di zero crossing, indice del periodo, quindi dell'induttanza e dunque dell'avanzamento della guaina di plasma, dimostra anche come i valori estratti sono minori rispetto a quelli ottenuti con i gas più leggeri solitamente utilizzati, puri o in miscela. L'insieme di queste osservazioni spinge alla conclusione che con i gas più pesanti a maggior numero atomico, tanta parte dell'energia viene spesa per le ionizzazioni del gas che immette più elettroni liberi del plasma riducendone la resistività, non riuscendo invece a convertire tale energia in contributo cinetico macroscopico utile all'accelerazione del plasma.



25 -29 Ottobre, He3 + O2 / N2 / aria, Pyrex

Si è quindi ritentata la strategia di riempimento in He3 con le aggiunte di piccole quantità (ordine 20-50 Pa) di gas pesanti, ora O₂, ora N₂ ora aria.

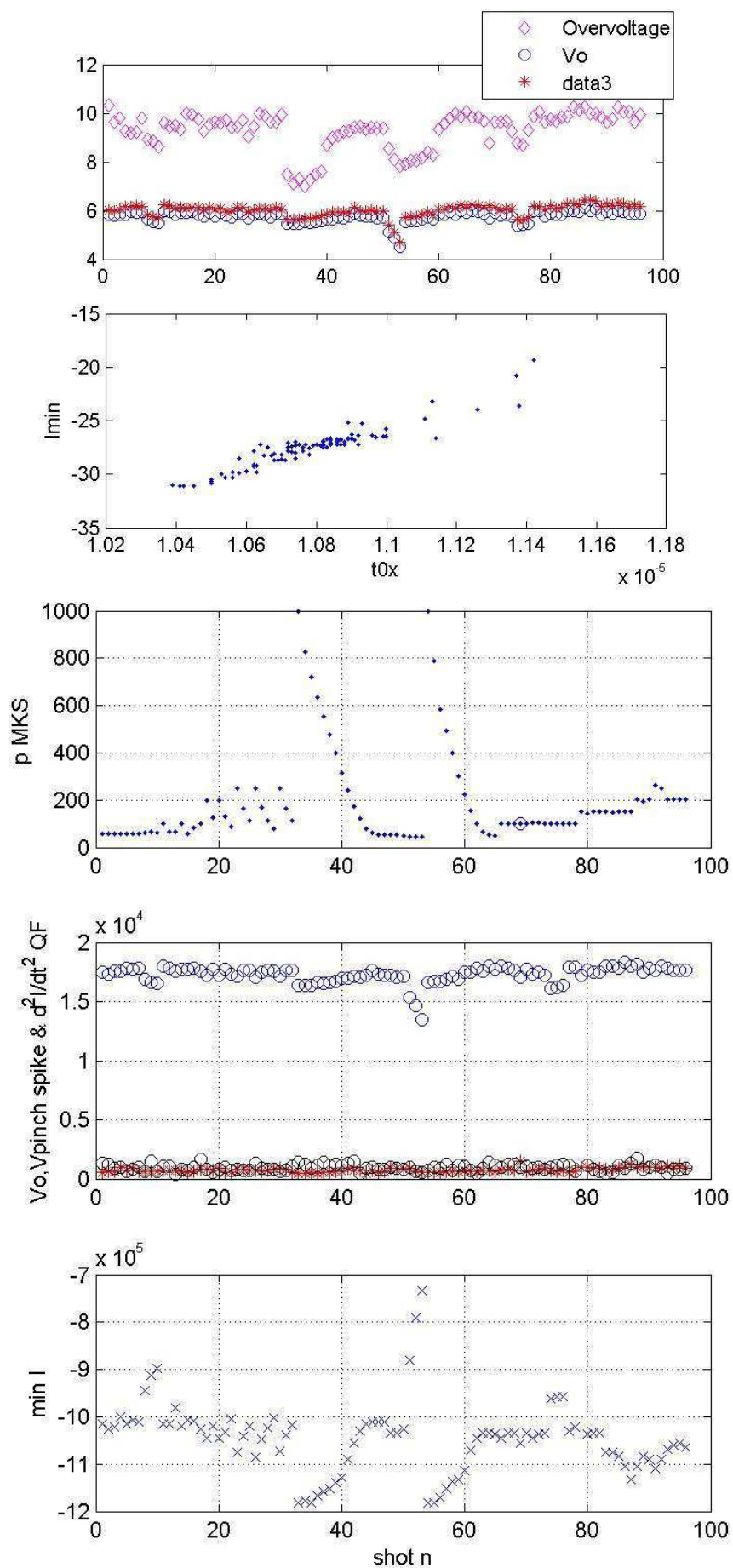
La prima colonna in figura riporta solo le scariche in cui si è presentato il pinch su un totale di circa 100 colpi prodotti il 25 ottobre. La seconda colonna si riferisce al 29 ottobre e si è provato a inserire dei gas pesanti solo quando il pinch è risultato stabile con solo He³. L'osservazione dello spettrometro di massa e del detector γ hanno però denunciato sia l'assenza dei prodotti di reazione, non si è infatti osservato il picco di radiazione a 511 keV, sia la scomparsa dei gas dalla camera dopo poche scariche successive alle immissioni degli additivi.



6-7 Novembre , O_2 puro, Pyrex

A conferma dei sospetti maturati si è voluto provare a lavorare per due giorni in ossigeno puro per studiare il fenomeno della scomparsa dell'elemento in forma gassosa.

Come dimostrano i grafici della storia delle pressioni, sia mantenendo pressioni molto ridotte, sia immettendo riempimenti sostanziosi, la perdita costante di gas per scarica prodotta si è dimostrata inevitabile. L'andamento del minimo di corrente strettamente correlato con la pressione conferma ancora una volta l'ipotesi che con gas pesanti l'induttanza non aumenta per colpa dello scarso spostamento della guaina di plasma. Il fenomeno è anche rimarcato dalla variabilità dell'andamento dell'istante di zero crossing.



3-14 Novembre, $He^3 + O^{16}$

L'ultima serie di dati che si presenteranno sono relativi alle due ultime giornate di scariche cui ho partecipato.

Le figure riassumono alcuni dati estratti dalle prove del 14 e 13 Novembre in cui abbiamo sparato in He^3 aggiungendo quantità importanti di O^{16}_2 in modo da garantire la permanenza del gas in camera per una serie di spari consecutivi.

Riferendosi al primo grafico relativo al 14 Nov, si nota che la correlazione tra l'andamento di pressione la cui diminuzione è legata alla scomparsa dell'Ossigeno è palese. Allo stesso modo i valori minimi di corrente risultano quasi indipendenti dalle tensioni di scarica V_o e fortemente influenzati dalle variazioni di pressione a riconferma dell'influenza dell'inerzia del gas sull'induttanza che gioca il ruolo fondamentale fra i parametri per l'evoluzione della scarica. Si nota sulle prime 5 scariche in cui anche se c'è un aumento di V_o , il $\min(I)$ diminuisce in valore assoluto con la pressione. La quinta scarica poi ha un pinch per cui può non essere indicativa. Si sottolinea che la comparsa del pinch, individuabile dall'ultimo grafico della serie, capita quando la pressione è calata di circa 200 Pa pari all'ossigeno immesso inizialmente.

Più indicativo è l'andamento delle scariche 21-27: pur variando la tensione V_o il $\min(I)$ sembra maggiormente influenzato dalla pressione; nelle scariche 28 29 si hanno accenni di pinch, poi al 30° shot si ri-immette dell' O_2 fresco mantenendo la stessa V_o ed il $\min(I)$ subito aumenta in valore assoluto.

La stessa cosa si nota bene sulle scariche 37-48 e volendo anche in avanti. Quando poi la p ritorna a valori per cui si può ritenere che l' O_2 sia scomparso e quindi scarichiamo solo in He questo carattere non è evidente.

Una correlazione è evidente anche fra il semiperiodo (zero-cross) e la pressione per quelle scariche che non presentano pinch, mentre non sembra esserci proporzionalità fra il $\min(I)$ e V_o , mentre il rapporto dovrebbe mantenersi circa costante in caso di induttanza costante da scarica a scarica.

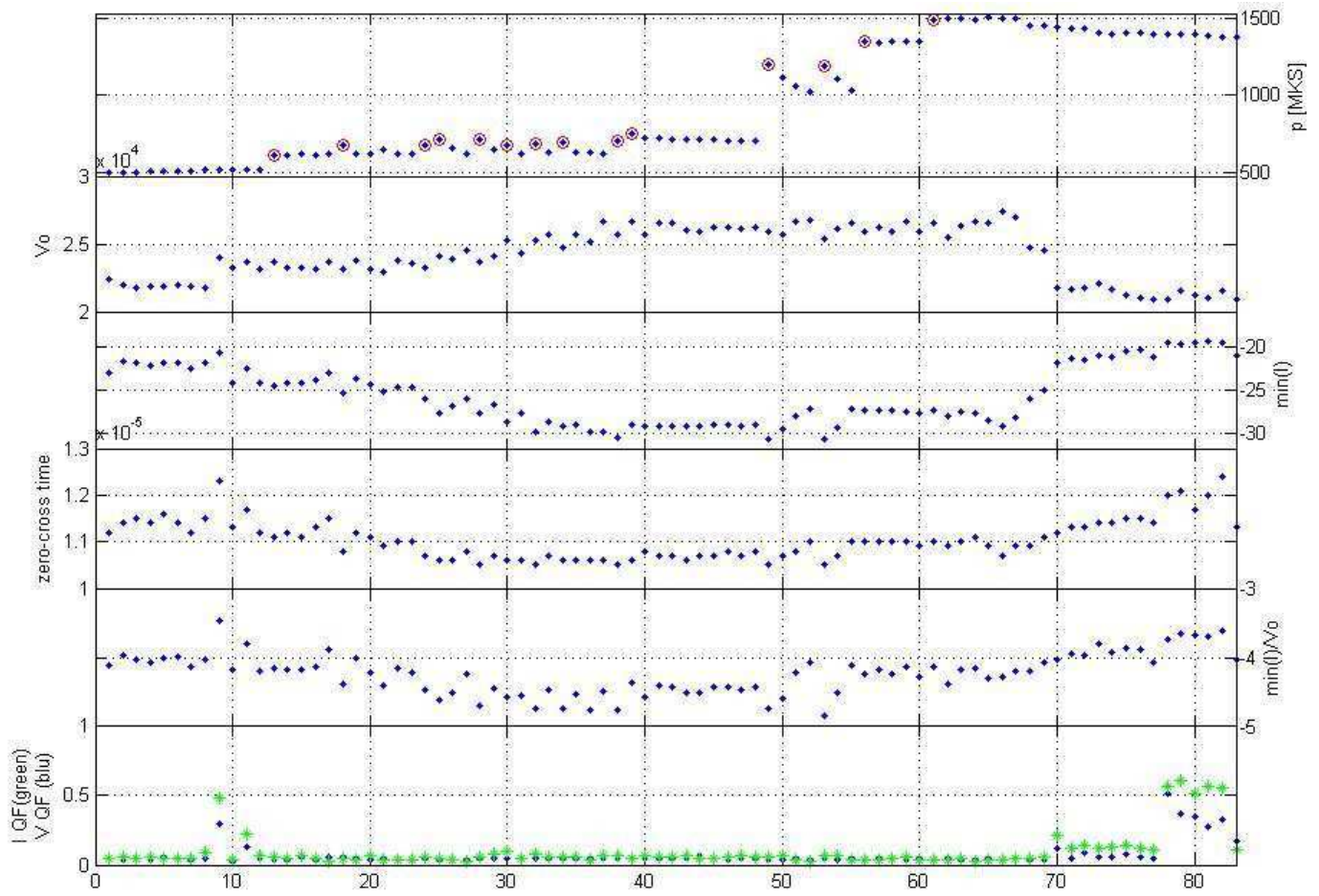
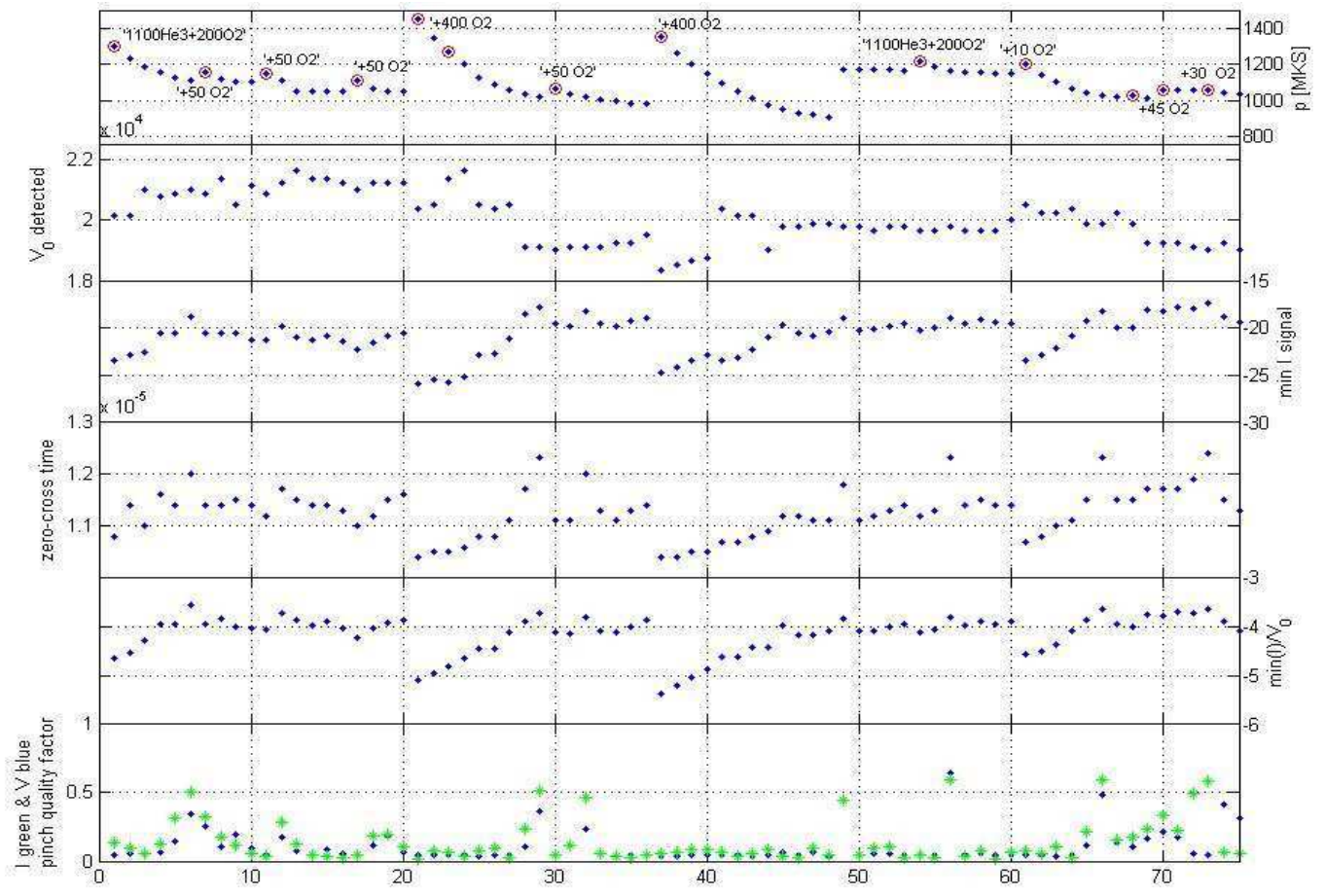
Riferimenti bibliografici capitolo 4

Parti di queste analisi sono state pubblicate nel lavoro:

M.Sumini, D.Mostacci, F.Rocchi, S.Mannucci, A.Tartari, E.Angeli, "Preliminary test and performance estimate of PFMA1, the first prototype of plasma focus for SRL production", Proceedings of IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record, October 27-November 3, 2007, Honolulu, Hawaii, USA, (C) IEEE 2007 N24-378, pg. 1637-1642. ISBN: 1-4244-0923-3

Mentre un secondo articolo dal titolo

Effect of a Cathodic Knife Edge on the PFMA-1 Pinch Performance, è in fase di accettazione.



Appendice 1: Cenni alla teoria della trasmissione RF e delle pulse forming lines

Def: Linea di trasmissione: Sistema di due o più conduttori paralleli ravvicinati

Equazioni integrali leggi di Faraday e Ampère

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\mu \frac{d}{dt} \int_S \vec{H} \cdot d\vec{s}$$
$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_S \vec{J} \cdot d\vec{s} + \varepsilon \frac{d}{dt} \int_S \vec{E} \cdot d\vec{s}$$

Hyp modo TEM

$$\oint_{C_{xy}} (\vec{E}_x + \vec{E}_y) \cdot dxdy = -\mu \frac{d}{dt} \int_{S_{xy}} \vec{H}_z \cdot dxdy = 0$$
$$\oint_{C_{xy}} (\vec{H}_x + \vec{H}_y) \cdot dxdy = \int_{S_{xy}} \vec{J}_z \cdot dxdy + \varepsilon \frac{d}{dt} \int_{S_{xy}} \vec{E}_z \cdot dxdy = \int_{S_{xy}} \vec{J}_z \cdot dxdy$$

Def: distribuzioni V(z,t) e I(z,t) sulla linea

$$V(z,t) = \oint_{C_V} \vec{E}_T \cdot d\vec{l}$$
$$I(z,t) = \oint_{C_V} \vec{H}_T \cdot d\vec{l}$$

Equazione della linea con perdite

$$\frac{\partial}{\partial z} V(z,t) = -r_1 \cdot I(z,t) - l \cdot \frac{\partial}{\partial t} I(z,t)$$
$$\frac{\partial}{\partial z} I(z,t) = -g_2 \cdot V(z,t) - c \cdot \frac{\partial}{\partial t} V(z,t)$$

Linee molto lunghe perfettamente isolate elettricamente $g_2=0$, alimentate a $z=0 \Rightarrow V_0(t)$ e cortocircuitate all'infinito

$$V(z,t) = V_0(t - z\sqrt{lc}) \cdot U(t - z\sqrt{lc}) \cdot \exp\left(-r_1 \sqrt{\frac{c}{l}} z\right)$$

In caso di perdita trasversale $g_2 \neq 0$ si verifica il fenomeno della distorsione (I_1 =funzione di Bessel)

$$V(z, t) = U(t - z\sqrt{lc}) \cdot \left(V_0(t - z\sqrt{lc}) \cdot \exp(-\alpha\sqrt{lc}z) + z\beta\sqrt{lc} \int_{z\sqrt{lc}}^t V_0(t - t') \cdot \exp(-\alpha t') \cdot \frac{I_1\left(\beta\sqrt{t'^2 - lc z^2}\right)}{\sqrt{t'^2 - lc z^2}} dt' \right)$$

$$\alpha = \frac{l \cdot g + r \cdot c}{2l \cdot c}$$

$$\beta = \sqrt{\alpha^2 - \frac{r \cdot g}{l \cdot c}}$$

Equazione della linea senza perdite

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial z} V(z, t) = -l \cdot \frac{\partial}{\partial t} I(z, t) \\ \frac{\partial}{\partial z} I(z, t) = -c \cdot \frac{\partial}{\partial t} V(z, t) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial^2}{\partial z^2} V(z, t) = l \cdot c \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} V(z, t) \\ \frac{\partial^2}{\partial z^2} I(z, t) = l \cdot c \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} I(z, t) \end{cases}$$

Integrale generale

$$\begin{cases} V(z, t) = V^-\left(t - \frac{z}{v}\right) + V^+\left(t + \frac{z}{v}\right) \\ I(z, t) = I^-\left(t - \frac{z}{v}\right) + I^+\left(t + \frac{z}{v}\right) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} V(z, t) = V^-\left(t - \frac{z}{v}\right) + V^+\left(t + \frac{z}{v}\right) \\ I(z, t) = \frac{V^-}{Z_0}\left(t - \frac{z}{v}\right) + \frac{V^+}{Z_0}\left(t + \frac{z}{v}\right) \end{cases}$$

Si possono definire la velocità di propagazione v , il tempo di attraversamento della linea o ritardo di trasmissione T_D , e l'impedenza della linea ideale Z_0

$$v = \frac{1}{\sqrt{l \cdot c}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \cdot \mu}} \quad \Rightarrow \quad T_D = \frac{L}{v} = L\sqrt{l \cdot c} \quad ; \quad Z_0 = \sqrt{\frac{l}{c}}$$

Def: coefficiente di riflessione ad una generica distanza z dall'inizio della linea:

$$\Gamma_z = V^-\left(t - \frac{z}{v}\right) / V^+\left(t + \frac{z}{v}\right)$$

Per regimi sinusoidali si possono definire i coefficienti di riflessione e trasmissione in funzione delle impedenze complesse anche per carichi reattivi, induttivi e capacitivi.

Nello studio dei transistori con funzione di eccitazione nota si può affrontare il problema numerico adottando il modello della linea di trasmissione ideale.

$$\begin{aligned}
V(x, t) &= Z_0 \cdot I(x, t) \\
I(x, t) &= I^+(x, t) + I^-(x, t) \\
I^-(L, t) &= I^+(L, t) = 0 \quad \forall t \in [0, T_D] \\
I^-(0, t) &= 0 \quad \forall t \in [0, 2T_D] \\
x &\in [0, L]
\end{aligned}$$

Utilizzando le espressioni di V ad inizio e fine linea per chiudere le equazioni delle maglie su cui termina la linea si ottiene l'accoppiamento del modello ideale distribuito ai modelli circuitali a parametri concentrati. Un tipico caso introduttivo è quello del generatore DC su carico resistivo. Si dimostra facilmente che la riflessione è determinata dalle impedenze di carico e trasmissione secondo la formula:

$$\Gamma_L = \frac{R_{load} - Z_0}{R_{load} + Z_0}$$

Si hanno così i casi

$$1) \quad R_{load} = Z_0; \quad 2) \quad R_{load} > Z_0; \quad 3) \quad R_{load} < Z_0;$$

Nel primo caso si parla di impedenze adattate (impedance matching) e non si ha riflessione dell'onda di tensione dal carico verso il generatore. Tutta la tensione incidente è trasmessa al carico.

Nel secondo caso si ha riflessione positiva verso il generatore, l'onda regressiva ha lo stesso segno di quella progressiva per cui i due contributi si sommano sulla linea provocando un innalzamento di tensione oltre quella nominale incidente.

Il caso limite si ha quando il carico scarsamente conduttivo o il circuito è praticamente aperto, allora $R_{load} \gg Z_0$ per cui $\Gamma_L \approx 1$; nell'intervallo di tempo $T_D < t < 2T_D$ la linea è caricata al doppio della tensione nominale del generatore.

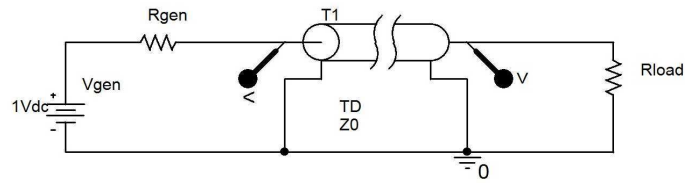
Per $t > 2T_D$ si dovranno considerare le ulteriori riflessioni che l'impedenza d'ingresso del generatore provoca all'inizio della linea. L'espressione della riflessione al generatore si ottiene con formula analoga:

$$\Gamma_0 = \frac{R_{gen} - Z_0}{R_{gen} + Z_0}$$

N.B. bisogna considerare che la riflessione dell'onda al generatore riguarda solo l'onda regressiva precedentemente riflessa dal carico, ovvero $V(0-t/v)$ per $t > 2T_D$, si deduce quindi che essendo le due riflessioni sempre minori o uguali a 1, il fenomeno tende a smorzarsi fino a portare la linea al livello di tensione del generatore. Il transitorio di smorzamento è tanto più rapido quanto più la riflessione tende a zero; viceversa, quanto più questa è prossima ad uno, tanto più persistente sarà fenomeno.

Il terzo caso provoca la riflessione negativa dal carico verso il generatore che porta quindi la linea ad avere una tensione ridotta rispetto a quella del generatore di un fattore $(1 - |\Gamma_L|)$ sempre per $T_1 < t < 2T_1$. In questo ambito il caso limite è quello di corto circuito a fine linea per cui $R_{load} \ll Z_0$ e $\Gamma_L \approx -1$. In tal caso l'onda regressiva annulla la tensione sulla linea durante la prima riflessione. Come nel caso 2 per tempi $t > 2T_D$ si dovrà considerare la riflessione al generatore.

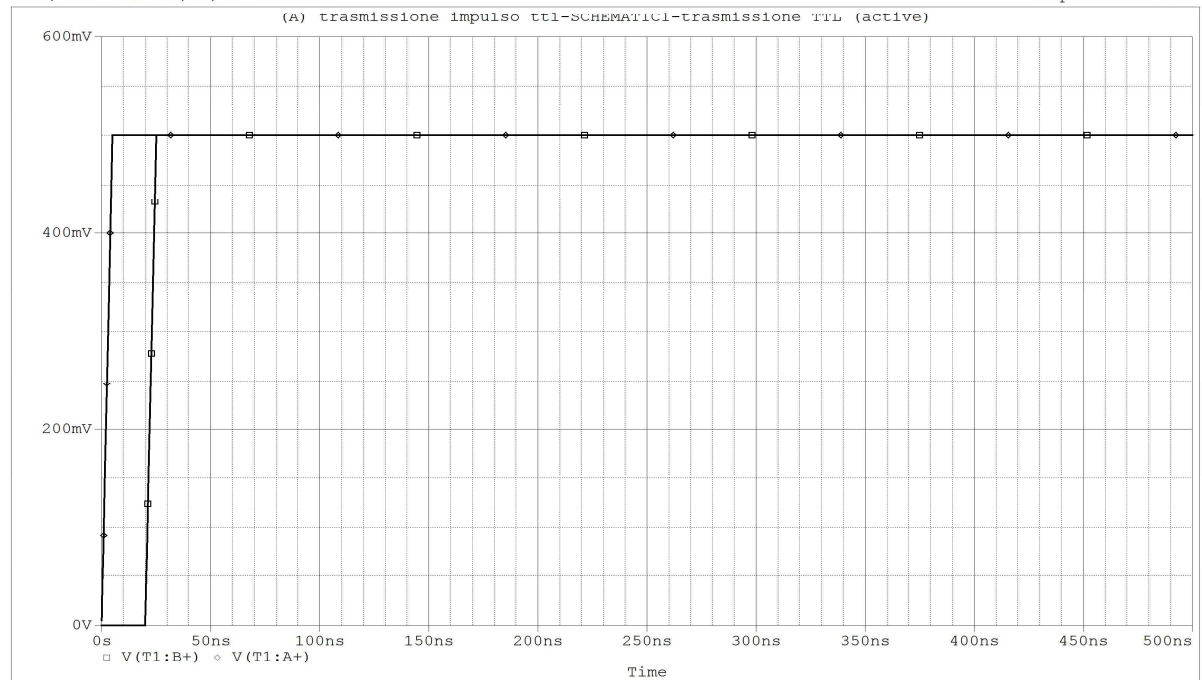
A tal punto diverse applicazioni si potranno ottenere variando i parametri R_{gen} e R_{load} , per dati valori dell'impedenza di linea Z_0 e del ritardo di trasmissione T_D . Si consideri il circuito della figura seguente. I risultati sono ottenuti con il codice PSpice utilizzando $Z_0 = 1$, $T_D = 20$ ns.



Caso 1. Impedante match. Riflessioni nulle al carico ed al generatore.

$$R_{load} = R_{gen} = Z_0 = 1; \quad \Rightarrow \quad \Gamma_L = 0; \quad \Gamma_0 = 0;$$

** Profile: "SCHEMATIC1-trasmissione TTL" [C:\Program Files\Orcad\trasmissione impulso ttl-schematic1-trasmissio...
Date/Time run: 01/08/08 10:26:26 Temperature: 27.0



Date: January 08, 2008

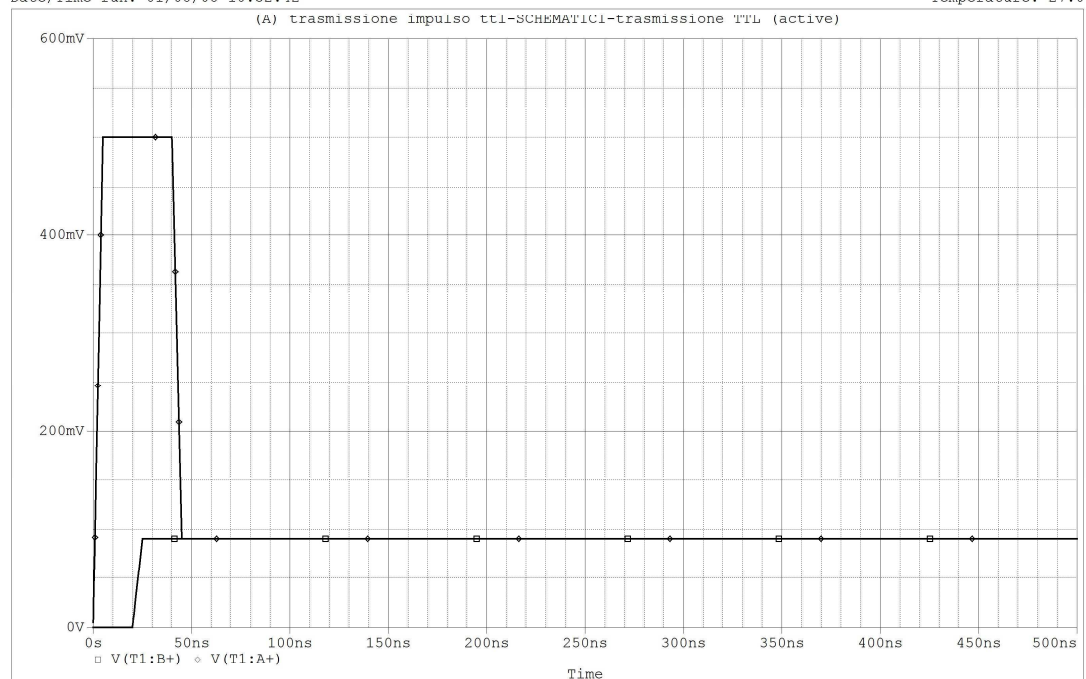
Page 1

Time: 10:30:02

Caso 2. Riflessione negativa al carico.

$$R_{load} = 0.1; \quad R_{gen} = Z_0 = 1; \quad \Rightarrow \quad \Gamma_L = -0.818; \quad \Gamma_0 = 0;$$

** Profile: "SCHEMATIC1-trasmissione TTL" [C:\Program Files\Orcad\trasmissione impulso ttl-schematic1-trasmissio...
Date/Time run: 01/08/08 10:32:42 Temperature: 27.0



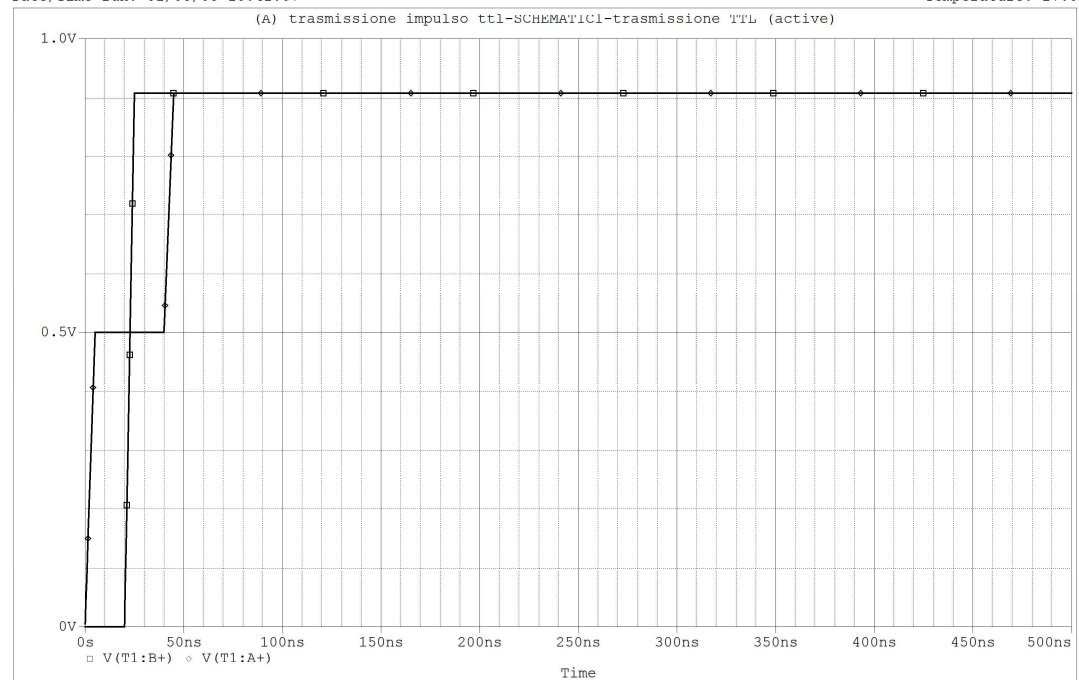
Date: January 08, 2008

Page 1

Time: 10:36:29

Caso 3. Rilessione positiva al carico. $R_{load} = 10$; $R_{gen} = Z_0 = 1$; $\Rightarrow \Gamma_L = +0.818$; $\Gamma_0 = 0$;

** Profile: "SCHEMATIC1-trasmissione TTL" [C:\Program Files\Orcad\trasmissione impulso ttl-schematic1-trasmissio...
Date/Time run: 01/08/08 10:41:07 Temperature: 27.0



Date: January 08, 2008

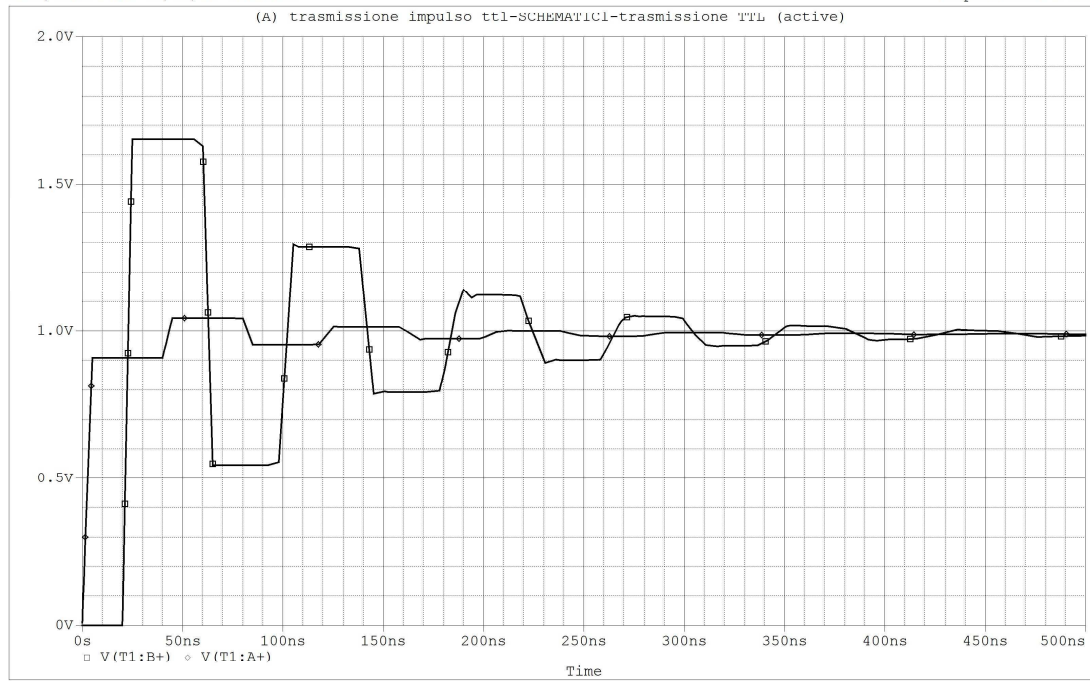
Page 1

Time: 10:41:44

Caso 4. Riflessione positiva al carico e negativa al generatore.

$$R_{load} = 10; \quad R_{gen} = 0.1; \quad Z_0 = 1; \Rightarrow \quad \Gamma_L = +0.818; \quad \Gamma_0 = -0.818;$$

** Profile: "SCHEMATIC1-trasmissione TTL" [C:\Program Files\Orcad\trasmissione impulso ttl-schematic1-trasmissio...
Date/Time run: 01/08/08 10:43:50 Temperature: 27.0



Date: January 08, 2008

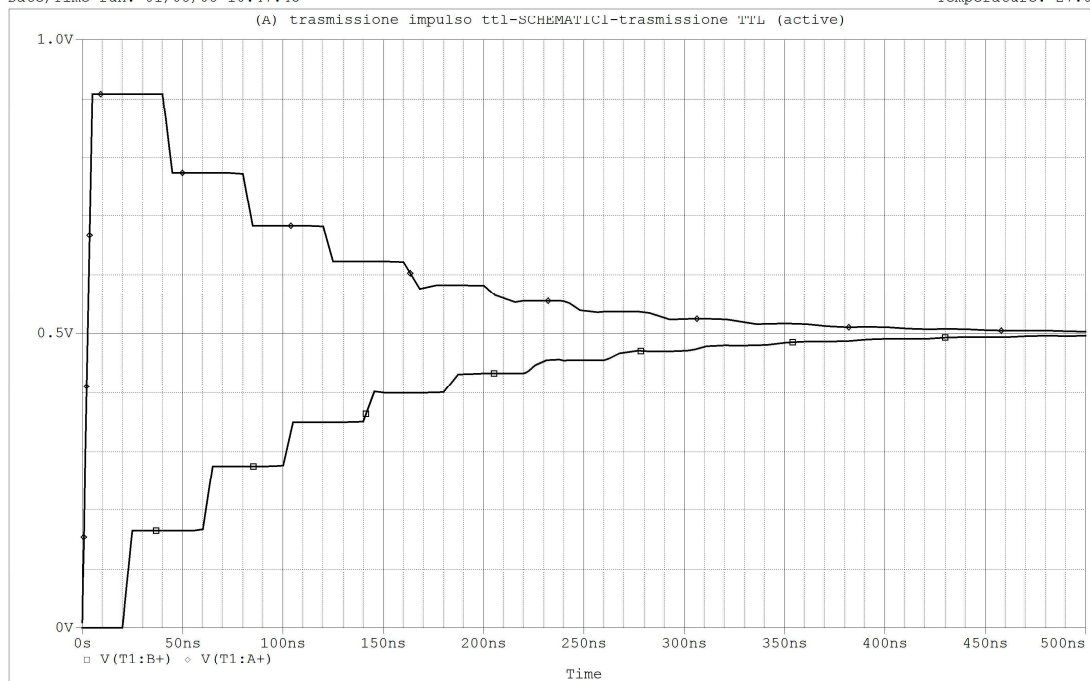
Page 1

Time: 10:45:13

Caso 5. Riflessione negativa sia sul carico che sul generatore.

$$R_{load} = 0.1; \quad R_{gen} = 0.1; \quad Z_0 = 1; \Rightarrow \quad \Gamma_L = -0.818; \quad \Gamma_0 = -0.818;$$

** Profile: "SCHEMATIC1-trasmissione TTL" [C:\Program Files\Orcad\trasmissione impulso ttl-schematic1-trasmissio...
Date/Time run: 01/08/08 10:47:45 Temperature: 27.0



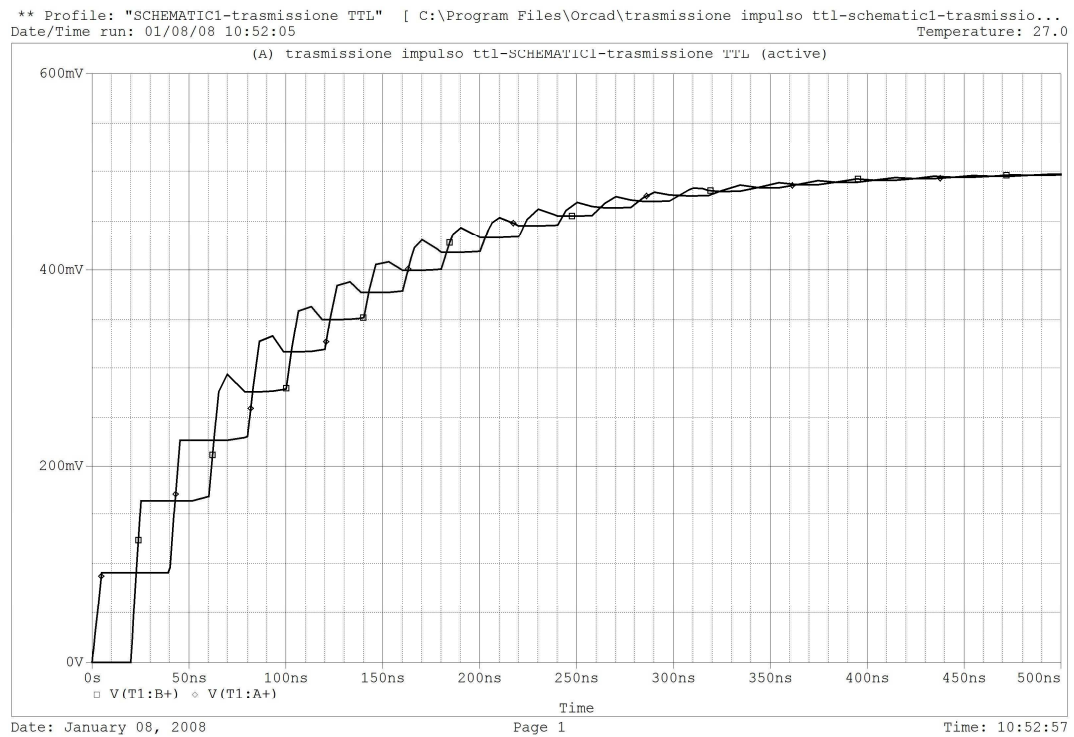
Date: January 08, 2008

Page 1

Time: 10:48:20

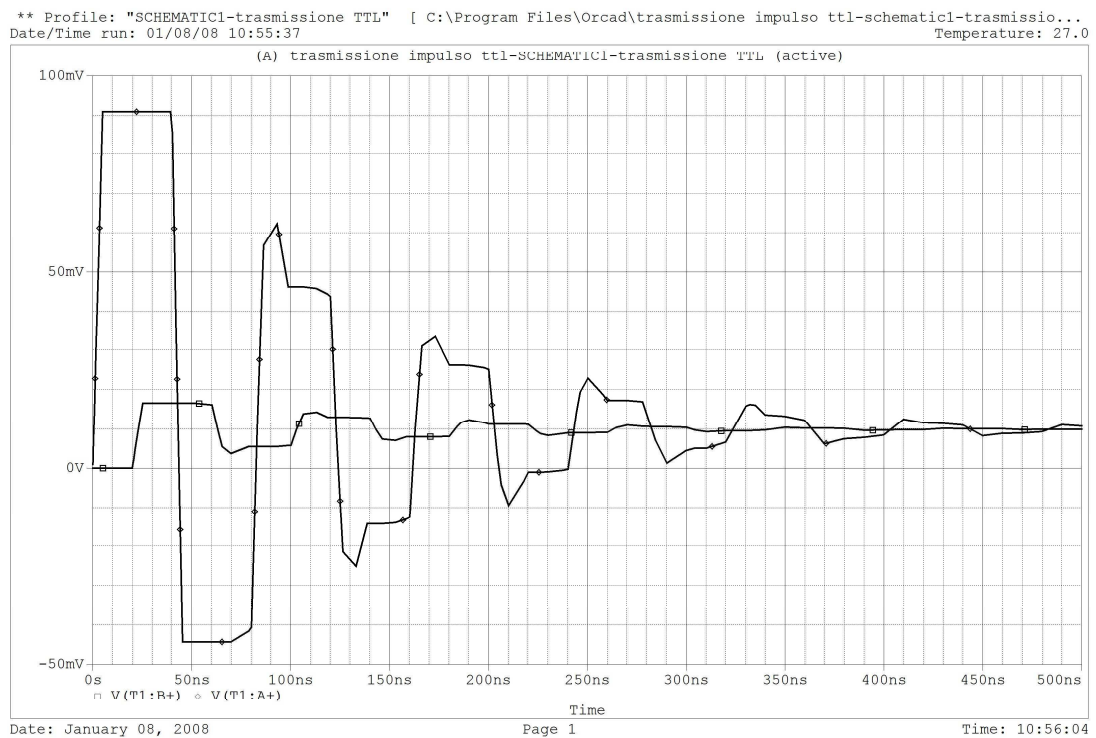
Caso 6) Riflessione positiva sia sul carico che sul generatore.

$$R_{load} = 10; \quad R_{gen} = 10; \quad Z_0 = 1; \Rightarrow \quad \Gamma_L = +0.818; \quad \Gamma_0 = +0.818;$$



Caso 7) Riflessione negativa al carico e positiva sul generatore.

$$R_{load} = 0.1; \quad R_{gen} = 10; \quad Z_0 = 1; \Rightarrow \quad \Gamma_L = -0.818; \quad \Gamma_0 = +0.818;$$



Geometrie ricorrenti

Piastre rettangolari parallele

$$\begin{cases} l(z) = \mu \frac{D}{W} z \\ c(z) = \varepsilon \frac{W}{D} z \end{cases} \Rightarrow Z_0 = \sqrt{\frac{\mu \frac{D}{W} z}{\varepsilon \frac{W}{D} z}} = \frac{D}{W} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

Cilindri coassiali

$$\begin{cases} l(z) = \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{R_e}{R_i}\right) z \\ c(z) = \frac{2\pi\varepsilon}{\ln\left(\frac{R_e}{R_i}\right)} z \end{cases} \Rightarrow Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon} \left(\ln\left(\frac{R_e}{R_i}\right)\right)^2} = \ln\left(\frac{R_e}{R_i}\right) \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

Corone circolari coassiali parallele

$$\begin{cases} l(r) = \frac{\mu}{2\pi} \frac{D}{r} \\ c(r) = \frac{2\pi\varepsilon}{D} r \end{cases} \Rightarrow Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon} \left(\frac{D}{2\pi r}\right)^2} = \frac{D}{2\pi r} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

Appendice 2: Cenni alla fisica del breakdown elettrico dei gas

La ricerca sui processi fisici che provocano la generazione controllata di plasmi via ionizzazione di diversi gas neutri trova applicazioni in numerose branche del pulsed-power. Tali fenomeni sono la base di studio per gli interruttori a gas largamente usati nelle tecnologie per la fusione termonucleare, per i laser, per antenne di potenza, o per diverse tecnologie industriali quali i trattamenti superficiali dei materiali, l'impiantazione ionica nei semiconduttori, la deposizione di film sottili, non ultimi processi chimici o biomedici come trattamenti di rifiuti speciali o sterilizzazione o altri ancora qui non menzionati.

Il metodo più classico e diffuso per la generazione di una regione di plasma consiste nell'applicare un forte campo elettrico fra due elettrodi separati da un gap di gas neutro. I portatori di carica elettrica liberi, inevitabilmente presenti nel volume di gas per via della radiazione cosmica o ambientale o di condizioni di non neutralità residua, vengono accelerati e spinti a collidere con gli atomi o le molecole neutri del gas o con le superfici di contenimento del volume; dalle collisioni si possono generare nuove particelle cariche. La rilevazione di una corrente fra i due elettrodi denuncia l'avvenuta ionizzazione del gas. La transizione dalla condizione di neutralità allo stato conduttivo si manifesta macroscopicamente come un fenomeno a soglia caratterizzato da una tensione minima V_b per cui il breakdown si sviluppa.

Diversi parametri influenzano tale valore e relativamente a questo si possono distinguere i fenomeni di scarica auto-sostenuta o meno. Se si applica una tensione costante $V < V_b$ non si ha una risposta in corrente dal sistema finché una sorgente esterna, come una radiazione (UV, X, γ) che investa la regione interelettrodica o il riscaldamento del catodo, non generi un numero di portatori liberi che contribuiscano a tale corrente. Questa cessa di fluire nel momento in cui

tale sorgente viene disattivata. L'aumento della tensione applicata si traduce in un aumento della corrente che fluisce nel gas. Quando si supera la tensione minima $V > V_b$ gli elettroni iniziali possono acquistare l'energia cinetica sufficiente per generare nuovi portatori liberi per mezzo delle collisioni e la conseguente ionizzazione a valanga del gas. In queste condizioni riveste un ruolo importante anche l'emissione di elettroni secondari da parte del catodo. Tali elettroni vengono prodotti sia dagli ioni positivi che si generano durante le collisioni e che interagiscono con la superficie catodica sia da atomi neutri in stato eccitato che possono essere stati creati durante scariche precedenti.

Il grado di ionizzazione in un gas in condizioni di equilibrio termico è dato dall'equazione di Saha

$$\frac{n_i}{n_n} = 2.4 \cdot 10^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} \exp(U_i/KT)$$

con n_n densità dei neutri, n_i densità degli ioni, T temperatura in gradi Kelvin, U_i energia di ionizzazione del gas e dove n_i/n_n rappresenta il bilancio tra rateo di ionizzazioni (dipendente da T) rateo di ricombinazioni (dipendente dalla densità).

Le curve mostrano la dipendenza del grado di ionizzazione per l'idrogeno ($U_i=13.6$ eV) in funzione della temperatura e della densità numerica. Come si vede la dipendenza dalla temperatura e dalla densità è molto forte. Quanto sopra elencato vale per regimi per cui la sezione d'urto di collisione tra elettroni e ioni è molto maggiore di quella tra elettroni e neutri; in questi casi la frequenza

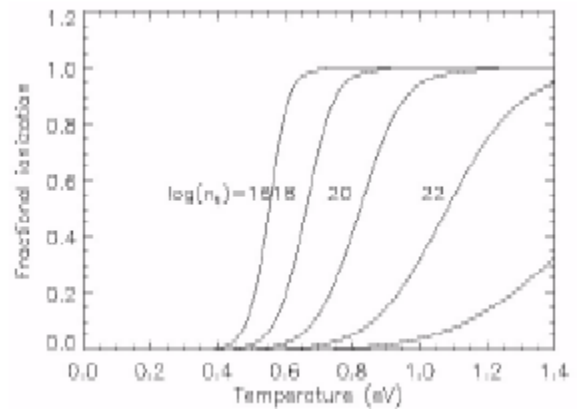
delle collisioni coi neutri risulta sufficientemente bassa perchè la dinamica delle particelle cariche sia governata dalle azioni idrodinamiche più che da quelle elettromagnetiche. Ciò in pratica si verifica già per gas debolmente ionizzati (1%) in cui il comportamento delle cariche libere può essere studiato in maniera da trascurare le interazioni singole rispetto a effetti collettivi: questo definisce lo stato di plasma.

Storicamente il problema matematico del breakdown è affrontato tramite la teoria di Townsend. Si considera che la velocità di deriva degli elettroni sotto l'azione di un campo elettrico, in regime stazionario e trascurando la diffusione, vale :

$$u_e = \frac{q}{m_e \nu_{en}} E = \frac{q}{m_e n_n \sigma_{en} \langle v \rangle} E$$

Dove q , m_e , ν_{en} , σ_{en} sono rispettivamente la carica, la massa, la frequenza collisionale e la sezione d'urto elettronica (le ultime due riferite ai neutri), n_n è la densità degli atomi neutri, E il campo elettrico e $\langle v \rangle$ la velocità relativa media delle particelle. Poiché vale $1/\sigma_{en} n_n = \lambda$ libero cammino medio fra due urti, si può manipolare l'ultima espressione in modo da ottenere una stima del guadagno medio di energia per urto acquisito da un elettrone:

$$u_e \langle v \rangle = \frac{q}{m_e} E \cdot \lambda$$



Poiché il parametro λ è proporzionale a $1/n$ e quindi a $1/p$, si usa riferire la velocità degli elettroni e i momenti di ordine superiore al rapporto E/p . Se la velocità di deriva è molto più grande della velocità termica v_{th} (cioè se il gas elettronico è freddo) allora $v \sim u_e$ e $u_e \propto (E/p)^{1/2}$. A basse velocità di deriva $v_{th} > u_e$ (cioè, v è indipendente da u_e) e allora $u_e \sim E/p$. Come illustrato in figura, gli andamenti misurati delle velocità di deriva degli elettroni in funzione di E/p confermano queste modalità di dipendenza.

Se un elettrone accelerato dall'azione del campo elettrico crea α nuovi elettroni per unità di lunghezza, allora

$$\frac{\partial n_e}{\partial x} = \alpha \cdot n_e \Rightarrow n_e = n_0 \exp(\alpha \cdot x) \Rightarrow I = I_0 \exp(\alpha \cdot x)$$

e quindi, purché sia $\alpha > 0$, la corrente elettronica I cresce esponenzialmente con la distanza. Il parametro α è noto come “primo coefficiente di Townsend” e dipende dall'energia acquistata dall'elettrone in un cammino libero medio e dall'energia di ionizzazione del gas. In pratica α è il numero di eventi di ionizzazione per unità di lunghezza definito come $\alpha = \overline{v_i}/u_e$, dove:

$$\overline{v_i} = \frac{1}{n_e} \int dv [n_n \sigma_i(v) v] f(v)$$

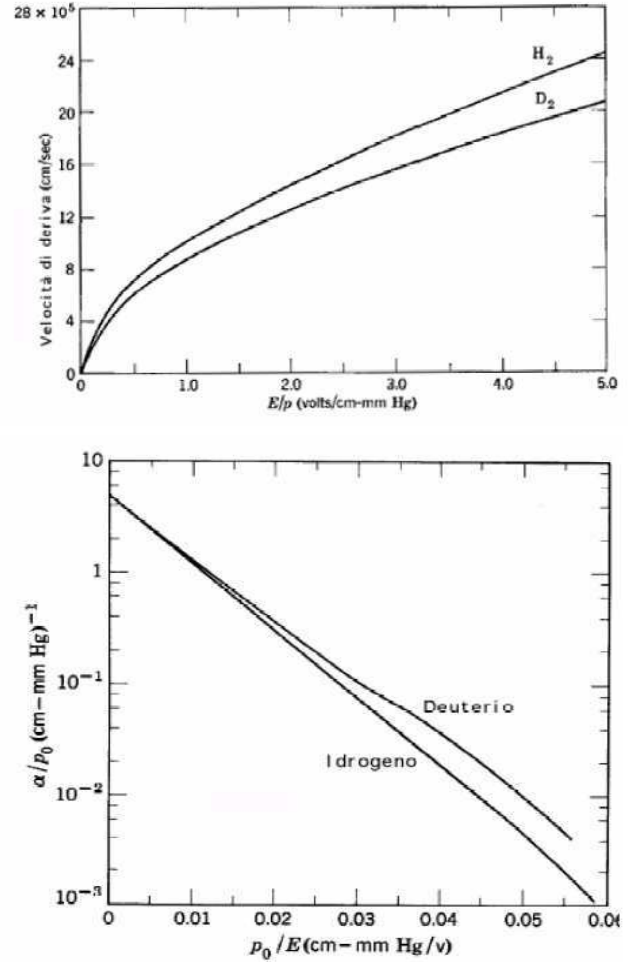
è la frequenza delle collisioni ionizzanti mediata sulla distribuzione di velocità degli elettroni. Poiché i momenti di velocità della funzione di distribuzione sono funzioni di E/p , e poiché $p \propto n_n$, segue che α/p deve anch'esso essere funzione di E/p . Viene dunque adottata la legge basata sull'evidenza sperimentale, con A e B coefficienti che dipendono dal gas:

$$\alpha = A \cdot p \cdot \exp\left(\frac{-B \cdot p}{E}\right)$$

Gli ioni creati come conseguenza della valanga esponenziale di elettroni, migrano a loro volta molto più lentamente verso il catodo, dove causano il rilascio di elettroni secondari con rendimento γ (detto “secondo coefficiente di Townsend”). La produzione di elettroni secondari fa sì che la scarica continui a crescere. Perciò la corrente totale che fluisce, inclusa la componente secondaria, è

$$I = (I_0 + I_s) \exp(\alpha \cdot x)$$

Dove $I_s = \gamma I$, risolvendo rispetto ad I si ottiene



$$I = I_0 \frac{\exp(\alpha \cdot d)}{1 - \gamma \cdot [\exp(\alpha \cdot d) - 1]}$$

Il coefficiente γ di emissione secondaria dipende invece, oltre che del rapporto E/p e dal tipo di gas, anche dal materiale catodico ed è spesso di non semplice determinazione. Tipicamente varia tra l'1% e il 10%.

Dall'equazione di Townsend si evince che quando il denominatore tende a zero il numero di elettroni che raggiungono l'anodo e quindi la corrente instaurata tende ad infinito. Tale condizione si ottiene quando:

$$\gamma \cdot [\exp(\alpha \cdot d) - 1] = 1 \Leftrightarrow \alpha \cdot d = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$$

Che, inserendo l'espressione di α diventa:

$$A \cdot p \cdot \exp\left(\frac{-B \cdot p}{E}\right) \cdot d = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$$

Se gli elettrodi sono piani e paralleli o si può assumere che il campo $E = V_b/d$, si può estrarre la relazione che esplicita la tensione di breakdown di un gas meglio nota come legge di Paschen:

$$V_b = \frac{B \cdot p \cdot d}{\ln(A \cdot p \cdot d) - \ln\left(\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)\right)} = \frac{B \cdot p \cdot d}{\ln(A \cdot p \cdot d / \ln(1 + 1/\gamma))}$$

Questa legge evidenzia come la tensione di breakdown dipenda solo dal prodotto pd una volta stabilito il tipo di gas e i materiali elettrodici; in particolare si può dimostrare che l'espressione di V_b presenta un minimo:

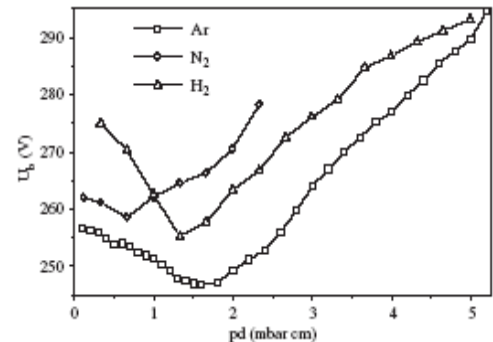
$$V_{b \min} = \exp(1) \cdot \frac{B}{A} \cdot \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$$

per

$$p \cdot d = \frac{\exp(1)}{A} \cdot \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$$

La presenza di tale minimo è sperimentalmente osservata e dipende dal tipo e dalla purezza del gas e dai materiali elettrodici.

Il processo di ionizzazione e l'emissione secondaria causano un rapido aumento della corrente producendo così la scarica auto-sostenuta che genera il fenomeno definito come breakdown elettrico del gas. Macroscopicamente si osserva nella transizione una variazione di resistività di parecchi ordini di grandezza, dai valori tipici per gli isolanti $\approx 10^{14}$ [Ωm] a quelli dei migliori conduttori nell'ordine $\approx 10^{-6}$ [Ωm], valori che dipendono anche dal tipo di gas e dall'energia assorbita. I tempi caratteristici della transizione possono variare tra valori dell'ordine di 10^{-9} e 10^{-4} [s].

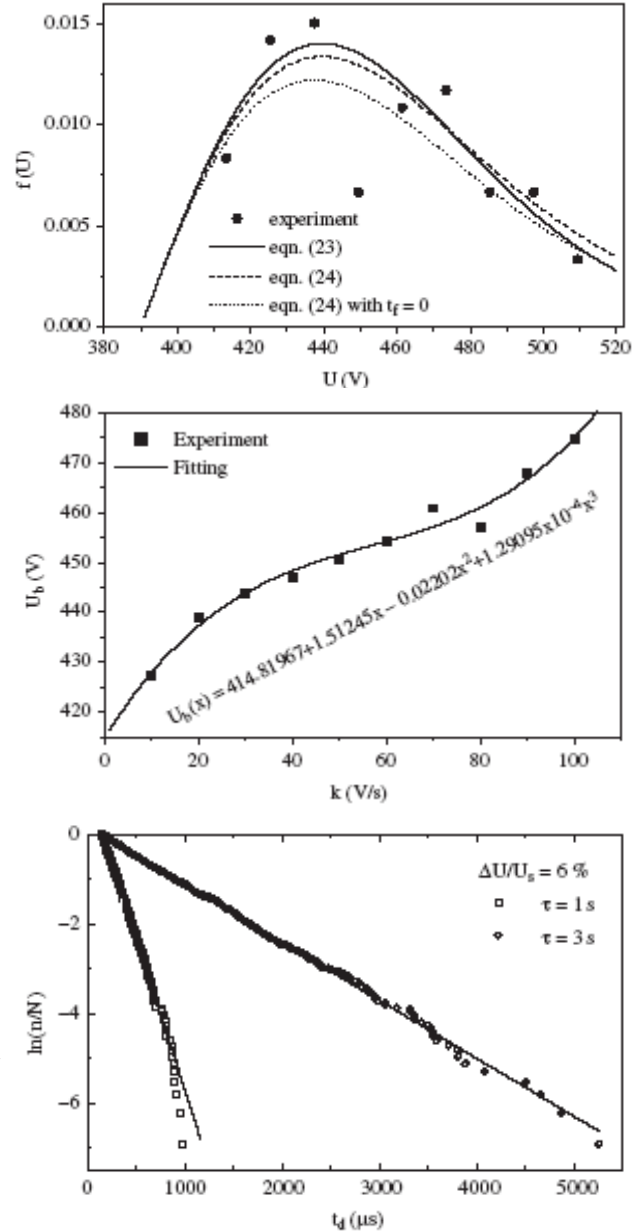


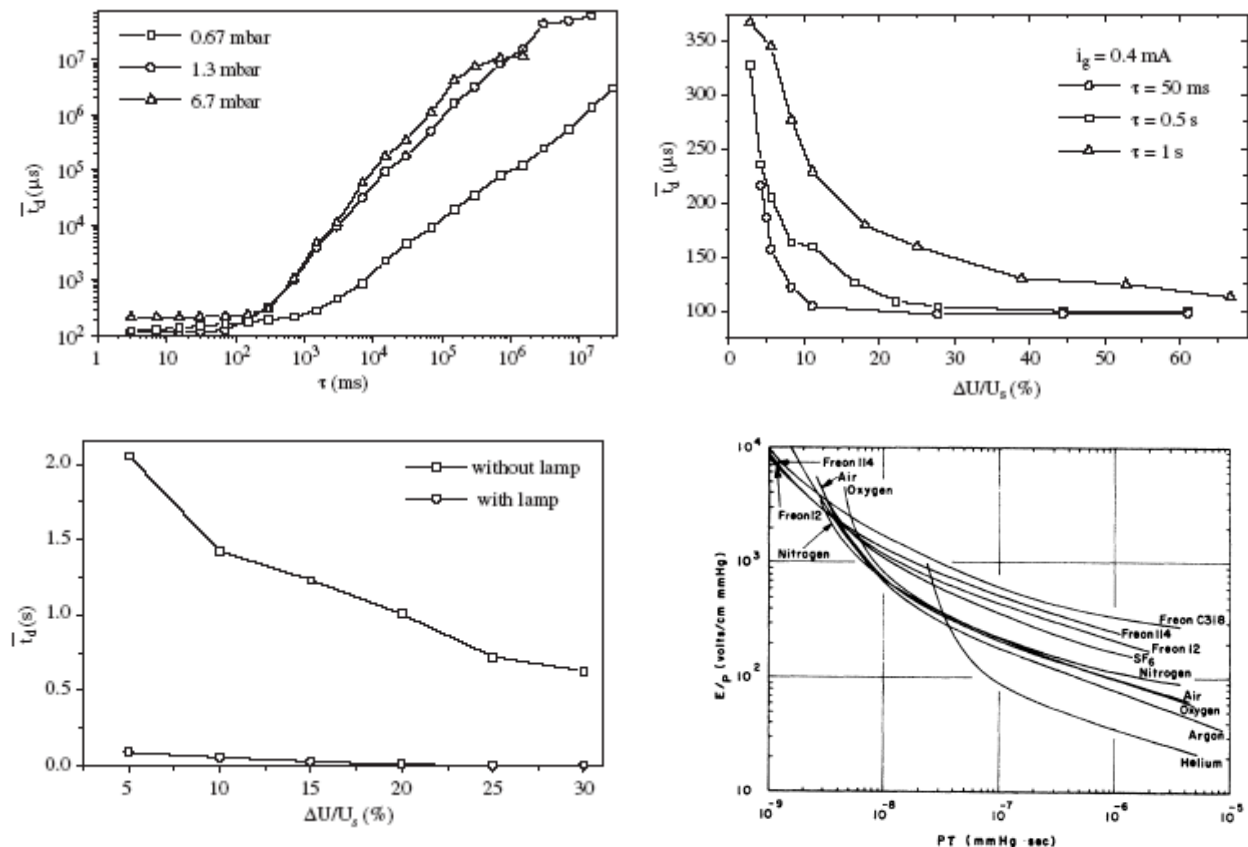
Va tuttavia sottolineato che la tensione di breakdown non presenta una perfetta riproducibilità in differenti esperimenti sia per le fluttuazioni statistiche che possono presentare i parametri α e γ sia per le diverse modalità di applicazione temporale del voltaggio. La tensione V_b ed il tempo t_d in cui avviene la completa transizione sono dunque variabili stocastiche mutuamente dipendenti di cui si possono definire le distribuzioni di probabilità. Storicamente si usa definire la tensione V_b come tensione statica di breakdown, ed è il valore minimo per cui la scarica passa dal comportamento non auto-sostenuto a quello auto-sostenuto. In termini di probabilità di ritardo dell'innesco si può anche ridefinire come il voltaggio massimo applicabile per cui il tempo di innesco risulta ancora infinito. Il tempo t_d può più rigorosamente essere definito come il tempo che decorre dall'istante di applicazione di una tensione pari a V_b fino all'istante in cui la tensione comincia a decrescere per l'instaurarsi di una corrente rilevabile. Le figure che seguono mostrano l'andamento di una distribuzione di probabilità per la tensione di breakdown e la dipendenza sperimentale della stessa dalla velocità di applicazione della tensione.

Ancora riguardo il tempo t_d , senza entrare nel dettaglio della trattazione, va menzionato che oltre ai parametri caratteristici del gas e dei materiali elettrodi, particolare influenza è da attribuire all'OverVoltage $\Delta V/V_b$ dato dalla sovratensione rispetto a quella statica di breakdown, agli effetti di memoria caratterizzati dal tempo di afterglow τ definito come il tempo che intercorre fra la cessazione di una scarica e l'applicazione successiva di tensione così come da sorgenti di preionizzazione esterne. Il problema è stato studiato pionieristicamente da von Laue da cui deriva il

nome di 'Lauegram' per le curve qui riportate sulla dipendenza probabilistica $t_d(\tau)$. Il parametro n in ordinata rappresenta il numero di esperimenti in cui il t_d è maggiore di un dato t rapportato al numero totale N di misure.

Le figure seguenti mostrano più chiaramente l'influenza di $\Delta V/V_b$, della presenza di una sorgente di ionizzazione e di τ , sui tempi di breakdown.

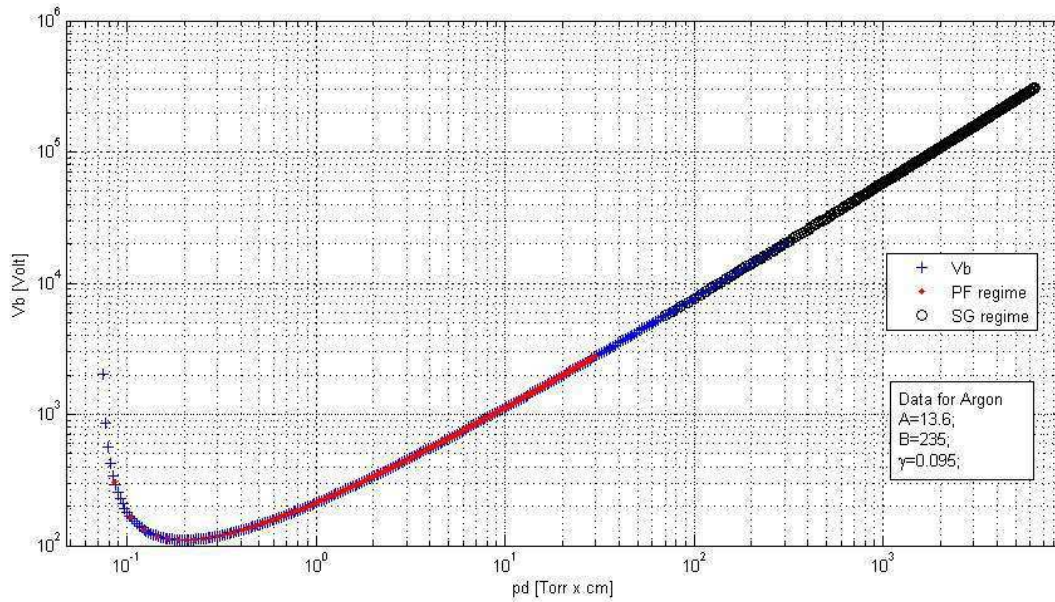




Le figure riportate derivano da uno studio teorico e sperimentale condotto nel 2002 da Pejovic, Ristic e Karamarkovic sul breakdown dei gas a basse pressioni. Precedentemente Felsenthal e Proud avevano fornito i risultati sperimentali e le correlazioni ottenute testando una varietà di gas su un ampio range del parametro E/p di cui si riporta una tabella riassuntiva.

Gas	Voltage range (kV)	Pressure range (mm Hg)	Gap distance (cm)	Purity (percent)	Measured formative time (nsec)
Air	5 to 30	1.0 to 760	0.13 to 6.0	Laboratory	0.5 to 18
Nitrogen	4 to 20	1.0 to 780	0.13 to 6.0	99.78	0.4 to 25
Oxygen	5 to 25	1.0 to 760	0.18 to 6.0	99.5	0.8 to 19
Argon	4 to 25	1.0 to 760	0.18 to 6.0	99.997	0.8 to 15
Helium	5 to 25	2 to 464	0.50 to 6.0	99.996	0.4 to 18
SF ₆	4 to 25	1.0 to 750	0.051 to 6.0	98.7	0.4 to 19
Freon 12	7 to 25	1.0 to 500	0.051 to 6.0	99.9	0.3 to 11.5
Freon 114	7 to 25	1.0 to 760	0.051 to 6.0	99.9	0.4 to 17.5
Freon C318	7 to 25	1.0 to 700	0.051 to 6.0	99.5	0.8 to 11

La figura che segue vuole evidenziare le differenti regioni di lavoro sul piano $pd-Vb$ per gli interruttori spark gap e per il core del Plasma Focus relativamente alla curva teorica di breakdown statico per l'Argon. Ovviamente nella maggior parte dei casi non si usa lo stesso gas negli interruttori e nella camera da vuoto, la figura ha carattere qualitativo. Si può tuttavia dedurre che gli switch lavorano solitamente in un campo in cui si ha quasi linearità nella dipendenza $pd-Vb$ con pressioni dell'ordine dell'atmosfera, mentre la camera di reazione può lavorare nella zona del punto di minimo essendo riempita con pressioni dell'ordine del mbar..



Quanto detto finora assumeva la presenza di un campo elettrico tra facce piane e parallele mentre i grafici ottenuti da dati sperimentali sono stati prodotti per lo più usando elettrodi semisferici. Gli effetti geometrici di distorsione di campo rivestono infatti un'importanza notevole nelle applicazioni tecnologiche dei plasmi. Le geometrie elettrodiche tipiche delle applicazioni plasma focus sono quella coassiale per il core della macchina e quelle semisferiche o pseudo-coniche per gli interruttori spark gap. Si rimanda per gli approfondimenti a testi specializzati.

Conclusioni

Prima di procedere con considerazioni di carattere tecnico sul progetto PFMA1 e le metodologie di progetto dei sistemi di diagnostica, non posso esimermi dall'esprimere alcune opinioni personali di carattere generale.

Accanto all'orgoglio di aver partecipato attivamente ad un progetto di ricerca pionieristico a livello mondiale ed unico in Italia, ritengo di essere riuscito anche nella ardua impresa di sopravvivere quotidianamente con la sola borsa ministeriale dedicata ai dottorandi. Le condizioni economiche riservate alla principale "mano d'opera" della ricerca in Italia sono tali da non attirare altre forze giovani in tale settore che richiede sforzi ed abnegazione non comuni.

Il lavoro di tesi di dottorato qui presentato rappresenta una elaborazione dei dati sperimentali sinora disponibili derivanti dalle scariche di cortocircuito e dalle scariche con carico di plasma. Le metodologie di analisi sviluppate specificamente per le necessità di interpretazione delle forme d'onda di tensione e corrente hanno consentito l'elaborazione di una larga mole di dati. Questi hanno portato ad una serie di risultati utili sia a livello tecnologico che scientifico. Tra essi posso citare la calibrazione delle sonde di tensione e di corrente, deputate alla misura dei segnali derivanti dalle scariche pulsate; la misura dell'induttanza equivalente della macchina (40 nH) e la ripartizione dei singoli contributi dall'impianto modulare a tale valore di induttanza tramite l'analisi approfondita del comportamento elettrodinamico in configurazione di cortocircuito; valutazione del semiperiodo caratterizzante la dinamica delle scariche e delle frequenze proprie associate (utilizzo di tecniche FFT e wavelet); misura della qualità del pinch (e quindi dell'efficienza di compressione magnetica della macchina) tramite algoritmi sviluppati per il riconoscimento e l'individuazione delle caratteristiche e di eventuali anomalie dei segnali elettrici. Tali algoritmi sono stati utilizzati per l'analisi in cascata di grandi moli di dati associati a più di 1500 scariche (oltre 400 Mb di dati grezzi). Inoltre ho studiato le correlazioni tra il tempo di pinch e la pressione dei gas di riempimento; questo ha portato ad una profonda critica nei confronti della validità e dell'applicabilità dei c.d. Modelli Snowplow per la dinamica del plasma in macchine Plasma Focus. Ho infatti verificato gravi incongruenze tra i risultati di tre codici Snowplow attualmente in uso a livello internazionale (codice 1D dell'Università di Nanyang, Singapore; codice 2D dell'IFPILM di Varsavia; codice 2D del Laboratorio di Montecuccolino) ed i dati sperimentali estratti. In particolare noto una sovrastima dell'inerzia del gas inglobato dalla guaina di plasma. Dal raffronto con modelli circuitali a parametri concentrati e non, ho potuto studiare le influenze dei componenti del banco modulare di scarica e delle linee di trasmissione sul fenomeno dell'overvoltage pre-breakdown e sulle oscillazioni iniziali presenti nelle forme d'onda arrivando ad importanti conclusioni che consentono di utilizzare tali risultati come diagnostica per la rilevazione di anomalie nell'innesco della scarica. Ho proposto poi una prima analisi dello spazio delle fasi del sistema, intendendo con questo l'insieme dei possibili valori di input (tipo di gas, pressione, tensione ecc.), e dello spazio

delle risposte (overvoltage, ripple, corrente, tensione, tempo di pinch, qualità del pinch, semi-periodi, induttanze, inerzia del plasma ecc.), tramite analisi multivariata.

Tutte queste valutazioni hanno consentito una validazione delle ipotesi progettuali iniziali ed hanno permesso di focalizzare le modifiche richieste per il rispetto degli obiettivi di progetto.

Ho inoltre collaborato alle campagne sperimentali relative allo studio del comportamento termico delle parti maggiormente esposte a forti carichi derivanti dall'interazione diretta plasma-parete. Lo studio di alcuni modelli analitici ha permesso di derivare la stima dei flussi pulsati di calore prodotti dalla scarica unitamente alla modellizzazione numerica tramite codici multifisici.

Oltre al lavoro istituzionale correlato all'argomento di tesi di dottorato, ho attivamente partecipato a molte delle fasi preliminari di progettazione della macchina, nonché all'installazione dei molteplici componenti dell'impianto, alla preparazione teorica e pratica degli esperimenti, all'analisi delle cause di comportamenti inaspettati emersi in corso d'opera da taluni componenti, all'analisi della risposta di vari materiali tecnologicamente avanzati alle sollecitazioni connesse alle scariche, ecc.

La tipologia dell'impianto ha richiesto l'approfondimento delle teorie e della tecnologia relative alla progettazione e costruzione di sistemi in alta tensione, alta corrente e di pulsed power che hanno consentito di confrontarci con le più avanzate installazioni simili in altri laboratori di ricerca internazionali (Istituto di Fisica del Plasma e Microfusione Laser di Varsavia, Z-Machine dei Laboratori di Sandia ecc.).

Ho altresì acquisito esperienza nell'utilizzo dei sistemi da vuoto e della tecnologia connessa, nonché nella gestione ed impiego di vari gas tecnici.

In conclusione, dalle analisi statistiche condotte sulla mole dei dati sperimentali prodotti, può emergere l'incertezza su alcune ipotesi dedotte riguardo al comportamento dinamico della scarica in funzione dei singoli gas, o miscele di gas, utilizzati per l'obiettivo finale della ricerca. Per poter ridurre tali incertezze da questo studio è risultato utile per una più profonda analisi dei fenomeni connessi a scariche di plasma, poter disporre di diagnostica ottica veloce per fotografare l'evoluzione della fase iniziale di formazione del breakdown e della guaina di plasma, il moto di questa e correlarlo alla variazione temporale di grandezze macroscopiche quali corrente totale, tensione, pressione e tipo di gas. Inoltre sarebbe di aiuto alla comprensione del comportamento di miscele di gas l'adozione di diagnostica time-resolved per la caratterizzazione dei fasci di ioni emessi dal pinch, basata ad esempio sulla tecnica della parabola di Thomson.